ORSAY
N° d'ordre : 3112

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Serge JANOUIN

## MISE AU POINT DE DETECTEURS A EMISSION SECONDAIRE

Soutenue le 18 novembre 1981, devant la Commission d'Examen

| | | |
|---|---|---|
| MM. | SERGOLLE | Président |
| | CHARPAK | |
| Mme | GARIN | Examinateurs |
| M. | GARRETA | |

ORSAY
N° d'ordre : 3112

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Serge JANOUIN

## MISE AU POINT DE DETECTEURS A EMISSION SECONDAIRE

Soutenue le 18 novembre 1981, devant la Commission d'Examen

| | | |
|---|---|---|
| MM. | SERGOLLE | Président |
| | CHARPAK | |
| Mme | GARIN | Examinateurs |
| M. | GARRETA | |

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

## Remerciements

Permettez-moi tout d'abord d'exprimer toute ma gratitude à Monsieur J. Saudinos pour m'avoir accueilli dans son service et s'être concrètement intéressé à ce travail.

Je voudrais ensuite remercier Monsieur H. Sergolle qui a accepté de présider cette thèse, Monsieur G. Charpak qui a bien voulu en être le rapporteur, ainsi que Madame A. Garin et Monsieur D. Garreta qui ont accepté de la juger.

La réalisation de cette thèse doit beaucoup à l'expérience et aux conseils de Madame A. Garin que je remercie vivement de m'avoir intégré dans son groupe.

Je remercie chaleureusement Mesdames D. Lefranc, P. Petit et Messieurs P. Ageron, C. Chianelli, J.P. Robert, pour l'aide et les suggestions qu'ils m'ont constamment apportées, je remercie plus particulièrement Monsieur J.L. Vignet pour la patience et le soin qu'il a apportés à la réalisation des cibles.

Je n'oublierai pas de remercier les membres du bureau d'étude et de l'atelier qui se sont occupés des réalisations mécaniques.

Je remercie enfin Madame P. Gugenberger et ses collaborateurs à qui je dois la mise en forme de ce travail, en particulier Madame E. Thureau pour la dactylographie et Monsieur D. Bouziat pour les dessins.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0029

Table des Matières


Chapitre I : INTRODUCTION ..... 1

I.1. Principe de détection par émission secondaire ..... 1

I.2. Schéma de détecteur envisagé ..... 4

I.2.1. Cible principale ..... 4
I.2.2. Multiplication des électrons ..... 5

Chapitre II : ENSEMBLE EXPERIMENTAL ..... 7

II.1. Fabrication des cibles ..... 7

II.1.1. Support mécanique ..... 8
II.1.2. Contact d'aluminium ..... 8
II.1.3. Evaporation du composé émissif ..... 9
II.1.4. Montage pour l'expérience ..... 10

II.2. Dispositif d'étude de la cible principale ..... 10

II.2.1. Principe de mesure ..... 10
II.2.2. Source ..... 13
II.2.3. Détecteurs ..... 13
II.2.4. Electronique ..... 14

II.3. Dispositif d'étude des cibles multiplicatrices ..... 16

II.3.1. Principe ..... 16
II.3.2. Chambre de mesures ..... 17
II.3.3. Source d'électrons ..... 18
II.3.4. Mesure du courant ..... 24
II.3.5. Incertitudes de mesure ..... 26

Chapitre III : RESULTATS EXPERIMENTAUX ..... 29

III.1. Cible principale ..... 29

III.1.1. Résultats pour les particules α ..... 29
III.1.2. Réponse de la cible aux autres particules chargées .. 29

III.2. Cibles multiplicatrices ..... 30

III.2.1. Alumine plus aluminium ..... 30
III.2.2. Alumine + aluminium + fluorure de lithium non poreux 40
III.2.3. Alumine + aluminium + fluorure de lithium poreux .... 40
III.2.4. Stabilisation du coefficient d'émission secondaire .. 48
III.2.5. Cibles en cascade ..... 57

Chapitre IV : ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ..... 61

IV.1. Production des électrons ..... 62

IV.2. Transport des électrons ..... 65

IV.3. Couche poreuse en présence d'un champ intense ..... 67

Chapitre V : CONCLUSION ..... 71

Références ..... 75

# Chapitre I

# INTRODUCTION

## I.1. Principe de détection par émission secondaire

C'est en envoyant un faisceau d'électrons sur une plaque métallique, et en constatant que dans certains cas cette plaque renvoyait plus d'électrons qu'elle n'en avait reçus, qu'Austin et Starke [1] découvrirent en 1902 l'émission secondaire.

Cette émission a pour base le ralentissement des particules chargées, par interactions électromagnétiques inélastiques avec les électrons du milieu rencontré, conduisant à une ionisation des atomes de ce milieu. Un petit nombre d'électrons produits, d'une énergie de l'ordre de quelques électronvolts, va pouvoir s'extraire du milieu. Et ce sont ces électrons qu'on appellera électrons secondaires vrais.

Avec le développement des premiers accélérateurs de particules, s'est tout naturellement accrue l'étude sur les divers détecteurs envisageables. Et il semble que ce soit à Alvarez et Cone [2] que revient l'idée, dès 1950, d'utiliser l'émission secondaire comme moyen de détection. En admettant que le nombre d'électrons secondaires produits lors du passage d'une particule à travers une cible soit proportionnel à l'énergie perdue par épaisseur de matière traversée (dE/dx) de cette particule, il était en effet possible, en collectant les électrons secondaires produits, d'accéder à l'énergie de la particule incidente. Cette proportionnalité entre le nombre d'électrons secondaires produits et le dE/dx de la particule fut justifiée théoriquement par Sternglass [3] en 1957, et prouvée expérimentalement par Kanter [3bis] en 1961.

Mais l'émission secondaire est un phénomène de surface. En effet les électrons créés perdent très vite leur énergie dans la matière (avec les phonons du

réseau pour les isolants et avec les électrons libres pour les métaux), et ceux produits à plus de quelques centaines d'angströms de la surface n'ont donc pratiquement aucune chance de sortir. Et une particule très ionisante, même si elle a perdu beaucoup d'énergie dans une feuille épaisse, ne va produire que très peu d'électrons secondaires. Seuls pourront s'extraire de la feuille les électrons créés dans une mince couche près de la surface, et qui auront de plus encore suffisamment d'énergie à la surface pour vaincre la barrière du potentiel de sortie.

Par ailleurs, le coefficient d'émission secondaire (nombre d'électrons libérés lors du passage d'une particule) va être extrêmement dépendant de l'état de surface de la feuille, et risque de varier fortement dans le temps en cas d'altération de cette surface (oxydation, pollution due au groupe de pompage...).

C'est pourquoi, malgré quelques études [4], les scintillateurs, détecteurs à jonction, chambres à bulles,..., se sont révélés bien mieux adaptés à la physique de l'époque. Il faut dire qu'un détecteur à émission secondaire ne pouvait surpasser les détecteurs d'alors que par son temps de réponse. Vu la très faible masse de l'électron, l'émission secondaire peut quasiment être considérée comme un phénomène sans inertie. Dekker [5] a estimé que, pour un métal, la différence de temps entre le moment où la particule primaire quitte la surface et le moment où le dernier électron secondaire a été émis, était de l'ordre de $10^{-13}$ à $10^{-14}$s. Une mesure effectuée par Ernst et Von Foerster [6] sur une feuille métallique donne une limite expérimentale de $6 \times 10^{-12}$s. A cette époque, les faisceaux peu intenses permettaient de se contenter de temps de réponse supérieur à la nanoseconde, et l'électronique, elle, était loin de pouvoir travailler aussi rapidement.

Cependant, dans les années 60, un progrès sensible a été rendu possible par l'utilisation de corps poreux [7-9]. En partant des composés qui donnaient les meilleurs coefficients d'émission secondaire comme le chlorure de potassium (KCl), l'iodure de césium (CsI), le fluorure de lithium (LiF), l'oxyde de magnésium (MgO),..., et en les évaporant de façon à les obtenir à une densité voisine du pourcent de leur densité normale, on obtient une surface libre très sensiblement majorée. Et en appliquant un fort champ électrique dans la couche (isolante), il est alors possible d'extraire à de "grandes" profondeurs les électrons émis lors du passage d'une particule, donc d'augmenter considérablement le coefficient d'émission secondaire. De plus, pour des champs électriques très intenses, on peut déclencher une multiplication interne à la couche, les électrons créés acquérant dans les pores une énergie suffisante pour provoquer à leur tour une émission secondaire. Le temps de réponse des corps poreux, bien que plus lent que pour les corps compacts, reste bien au-dessous de la nanoseconde. Une limite

expérimentale pour des couches poreuses de KCl de 200 à 400 µm d'épaisseur est de 250 picosecondes [10].

C'est l'évolution actuelle de la physique nucléaire vers des faisceaux de fortes intensités et de plus grandes énergies, conduisant à la recherche de nouveaux détecteurs rapides (subnanoseconde) répondant au passage de particules très peu ionisantes, qui a décidé de l'engagement de beaucoup d'efforts pour l'étude et la réalisation de détecteurs à émission secondaire [10-16].

Outre une information rapide sur le temps, l'émission secondaire peut donner la perte d'énergie de la particule incidente. Mais paradoxalement, c'est dans le domaine des grandes énergies (proches du minimum d'ionisation) que cette information est la plus délicate à obtenir. En effet, si nous regardons la Figure 1 qui représente l'allure de la courbe donnant la perte d'énergie par épaisseur de matière traversée (dE/dx) en fonction de l'énergie d'une particule chargée de masse m très supérieure à la masse de l'électron, nous remarquons que, pour les grandes énergies, la perte d'énergie va être faible, et donc le nombre d'électrons secondaires produits aussi. Et comme les fluctuations statistiques ($\Delta n/n$) sont d'autant plus importantes que le nombre n d'électrons secondaires est petit, ceci peut conduire à une grande imprécision sur le dE/dx, entraînant l'impossiblité de déterminer l'énergie d'une particule relativiste.

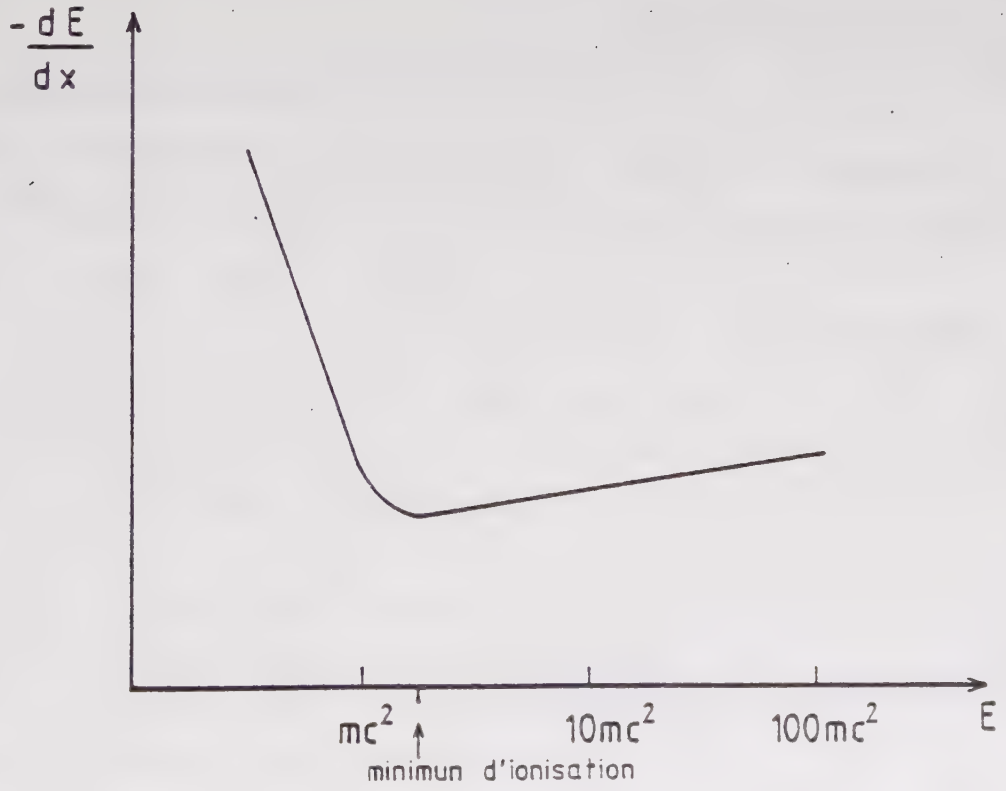



*Figure 1 - Courbe obtenue à partir de la formule de Bethe pour une particule chargée de masse m très supérieure à la masse de l'électron, l'échelle des énergies (abscisse) étant logarithmique*

Si une identification directe en énergie semble donc, pour le moment, très difficile à obtenir pour les particules très peu ionisantes, une discrimination entre particules semble possible, et une mesure précise de l'énergie par temps de vol est accessible en raison du temps de réponse très faible. En 1975, Gabor [17] a réalisé un détecteur à émission secondaire pour temps de vol d'ions lourds relativistes, à l'aide d'une feuille de platine associée à des galettes de microcanaux. Il a obtenu une résolution en temps de vol de 160 picosecondes. Mais, aucun détecteur à émission secondaire n'a encore été utilisé pour les particules très peu ionisantes en raison des difficultés que nous avons mentionnées. Aussi les études menées au sein de notre laboratoire portent-elles sur la réalisation de tels détecteurs travaillant au minimum d'ionisation.

En résumé, l'utilisation de détecteurs à émission secondaire à base de corps poreux présenterait les avantages suivants :

- temps de réponse rapide (subnanoseconde),
- faible quantité de matière nécessaire dans le faisceau ($\sim$ 1 mg/cm$^2$),
- possiblité d'avoir des détecteurs de grande surface.

C'est un problème de technologie des cibles minces.

- possibilité de différencier des particules.

## I.2. Schéma du détecteur envisagé

Le problème peut être envisagé en deux parties. La première traitant de la détection proprement dite de la particule incidente peu ionisante (cible principale). La deuxième s'attachant à la multiplication du faible nombre d'électrons produits par la cible principale.

### I.2.1. Cible principale

Elle doit satisfaire principalement deux critères. D'abord, présenter une efficacité la plus grande possible, une efficacité de 100 % correspondant à l'émission d'au moins un électron secondaire à chaque passage de particule. Ensuite, émettre le plus grand nombre moyen (statistique) d'électrons lors du passage d'une particule chargée au minimum d'ionisation. Ces conditions sont le mieux réalisées pour les corps émissifs sous forme de couche poreuse de l'ordre de 500 µm sur support mince. Une condition supplémentaire de choix est la stabilité dans le temps et la solidité de ces couches. Notre laboratoire a déjà effectué des études de couches de KCl et de CsI sous forme poreuse [10,16,18-20]. Nous parlerons dans cette thèse des résultats obtenus avec le fluorure de lithium.

## I.2.2. Multiplication des électrons

Le nombre moyen d'électrons produit par une particule au minimum d'ionisation, lors de son passage à travers la cible principale n'étant que de quelques unités, une amplification est nécessaire.

Ce système d'amplification devrait avoir si possible les caractéristiques suivantes :

- conserver la localisation (point d'impact de la particule sur la cible principale) ;
- conserver l'information sur l'énergie (nombre d'électrons final proportionnel au nombre d'électrons initial produits par la cible principale) ;
- ne pas perturber le faisceau ;
- ne pas dégrader le temps de réponse.

Ces conditions sont difficiles à satisfaire simultanément.

Les galettes de microcanaux offrent un temps de réponse rapide, mais possèdent une faible surface, ont un temps mort important, et travaillent souvent à saturation (perte de l'information sur l'énergie). Ce n'est pas la voie qui a été suivie.

Le système d'amplification retenu a été décrit par Sternglass [4,8] et a depuis été utilisé dans les tubes amplificateurs d'images [7,21-23]. Il consiste en une série de cibles planes parallèles composées d'une couche émissive d'électrons secondaires sur support mince. Nous emploierons dans notre cas des cibles poreuses, pour avoir une émission plus importante.

Les électrons émis par la cible principale sont accélérés pour acquérir une énergie suffisante, afin de traverser ou de pénétrer profondément la couche poreuse. Comme ces électrons vont perdre quasiment toute leur énergie dans cette couche, ils vont produire beaucoup d'électrons secondaires, qui seront collectés du côté opposé aux électrons incidents puis seront accélérés à leur tour vers une autre cible (multiplication par transmission). C'est ce système de cibles en cascade qui est présenté Figure 2.

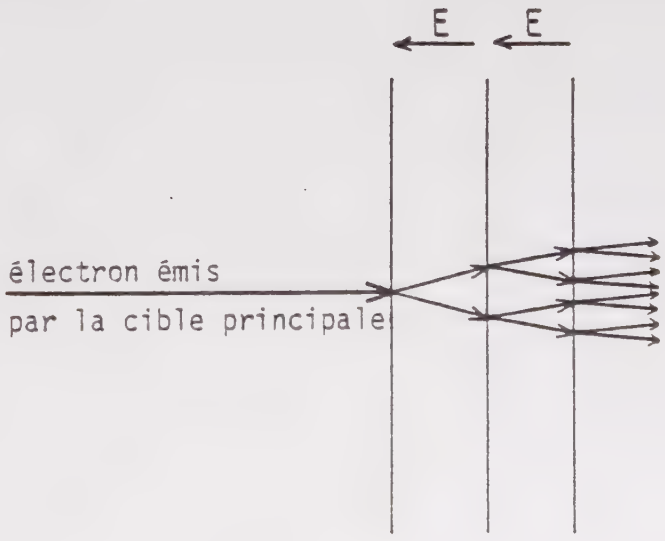



*Figure 2*

Ces cibles multiplicatrices peuvent être mises hors ou dans le faisceau, leur faible masse/$cm^2$ leur permettant de ne pas perturber le faisceau. Un tel système présenterait l'avantage de ne pas introduire trop de fluctuations sur le temps de réponse, et de conserver la proportionnalité entre le nombre initial et final d'électrons puisque ayant entre les étages un faisceau monoénergétique (énergie fixée par la différence de potentiel entre cibles), l'émission secondaire en sortie d'un étage d'amplification serait simplement proportionnelle au nombre d'électrons arrivant à l'entrée.

Enfin, un champ électrique intense entre les cibles éviterait la dispersion et une localisation pourrait être envisagée après la dernière cible. C'est principalement à l'étude de ces cibles multiplicatrices que nous consacrons cette thèse.

Chapitre II

# ENSEMBLE EXPERIMENTAL

## II.1. Fabrication des cibles

Les différentes phases de fabrication sont effectuées dans notre laboratoire et il est donc possible de changer très rapidement les caractéristiques des différents constituants de la cible en fonction des résultats désirés. La Figure 3 donne schématiquement la configuration des cibles.

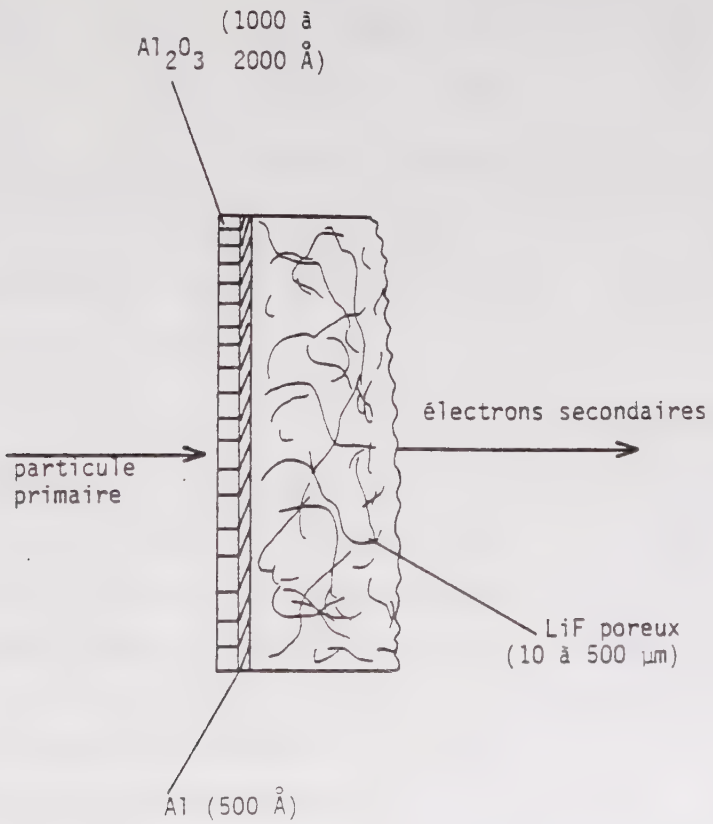



*Figure 3 - Structure des cibles utilisées*

II.1.1. Support mécanique

Actuellement, le support mécanique est constitué par une feuille d'alumine ($Al_2O_3$) qui présente l'avantage d'une bonne tenue mécanique pour des épaisseurs de l'ordre de 1000 à 2000 Å. De plus sa fabrication est relativement aisée à l'échelle d'un laboratoire.

La feuille d'alumine est obtenue par oxydation anodique en surface d'une feuille d'aluminium de 20 µm, l'électrolyte utilisé étant du citrate d'ammonium à 3 % et la cathode étant en graphite.

L'épaisseur d'alumine est contrôlée par la tension appliquée et la densité de courant final qui est fonction du champ moyen (V/e) à travers le film d'alumine. La formule utilisée est :

$$j = A \exp.\left(\frac{BV}{e}\right)$$

j = densité de courant final
v = tension appliquée
e = épaisseur d'alumine réalisée.

A et B sont des constantes. Nous avons utilisé les valeurs déterminées par Bernard et Cook [24]

$$A = 10^{-23}\ A/cm^2$$

$$B = 4{,}8 \times 10^{-6}\ cm/v\ .$$

Ainsi, pour obtenir une cible de 2000 Å sur 14 $cm^2$, la tension appliquée était de 200 V et le courant final de quelques milliampères. La feuille d'aluminium oxydée est ensuite mise dans de l'acide chlorhydrique, qui dissout l'aluminium mais n'attaque pas l'alumine, laquelle peut alors être récupérée.

II.1.2. Contact d'aluminium

Ce contact sert à polariser la cible. Mais cette fonction n'est pas la seule. Young [25] a observé que le fait d'évaporer la couche émissive sur un métal augmentait très fortement son émission secondaire. De plus ce phénomène n'avait lieu que si la couche métallique était suffisamment épaisse pour être conductrice. On peut rapprocher ce résultat de l'effet de fatigue, qui apparaît dans l'émission photoélectrique des couches isolées électriquement. La fatigue disparaît si la couche est évaporée sur un métal qui lui refournit des électrons.

Aussi, pour être bien conductrice, l'épaisseur de la couche d'aluminium déposée sur le support d'alumine était de 500 Å pour nos cibles. La contact est

obtenu en évaporant sous vide de l'aluminium très pur par effet Joule, la feuille d'alumine étant maintenue froide.

### II.1.3. Evaporation du composé émissif

Lorsqu'on évapore, avec précaution et sur un substrat adéquat, un corps sous vide, on obtient une couche qui aura la densité habituelle du corps. Mais, si on fait cette évaporation sous une faible pression (quelques torrs) d'un gaz inerte comme l'argon, la densité obtenue est faible et varie avec la pression.

Le Tableau 1 présente, pour un même poids évaporé, les mesures de densité effectuées sur le LiF poreux obtenu sous des pressions de 1 à 16 torrs. La vitesse d'évaporation est de l'ordre de 1 $\mu g/cm^2$ de LiF déposé par seconde. L'épaisseur des couches a été évaluée au microscope (± 50 µm) et la masse obtenue par pesée avant et après l'évaporation (± 0,1 mg). La couche a été supposée homogène.

Tableau 1

| Pression d'argon (Torr) | Surface ($cm^2$) | Poids (mg) | Poids/$cm^2$ ($mg/cm^2$) | Epaisseur (µm) | Densité ($g/cm^3$) | densité / densité normale |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 12,6 ± 0,5 | 17,0 ± 0,1 | 1,35 ± 0,06 | 475 ± 50 | $2,8 \pm 0,6 \times 10^{-2}$ | 1,1 % ± 0,2 |
| 2 | 5,3 ± 0,3 | 7,9 ± 0,1 | 1,49 ± 0,10 | 480 ± 50 | $3,1 \pm 0,6 \times 10^{-2}$ | 1,2 % ± 0,2 |
| 8 | 5,3 ± 0,3 | 12,5 ± 0,1 | 2,36 ± 0,15 | 500 ± 50 | $4,7 \pm 0,7 \times 10^{-2}$ | 1,8 % ± 0,3 |
| 16 | 12,6 ± 0,5 | 36,3 ± 0,1 | 2,89 ± 0,15 | 200 ± 50 | $14,5 \pm 3,0 \times 10^{-2}$ | 5,0 % ± 0,8 |

Pour les différentes pressions d'évaporation citées, une observation de faibles dépôts de LiF poreux a été faite au microscope électronique. Pour éviter toute pollution après l'évaporation, les cibles étaient sorties sous atmosphère d'argon et transportées, dans un dessicateur sous vide, jusqu'au microscope électronique.

Le LiF poreux présente dans tous les cas, un aspect cotonneux comme le montre la photo numéro 1 (× 2000). C'est l'évaporation à 8 torrs qui a donné l'aspect le plus régulier, et comme d'autre part des études systématiques déjà effectuées sur le KCl avait montré qu'une densité de 1 à 2 % de la densité normale donnait les meilleurs résultats en émission secondaire, c'est donc à cette pression qu'a été effectuée l'étude.

Sur le côté droit de la photo numéro 2, le LiF a été enlevé et le substrat d'aluminium apparaît en noir. L'image du microscope électronique étant obtenue à partir des électrons secondaires émis par le faisceau d'électrons primaires (25 keV et $10^{-11}$ A dans ce cas), la luminosité est directement fonction du coefficient d'émission secondaire du corps observé, ce qui explique le contraste entre le LiF et l'aluminium. Le grossissement maximal sans flou obtenu avec ce microscope pour le LiF poreux était de 20 000. On ne peut donc donner au diamètre des fibres du "coton" obtenu qu'une limite supérieure de quelques centaines d'angströms.

Enfin une confrontation des photos d'une même cible, obtenues la première dans les conditions décrites (transport sous vide ...) et la seconde après un séjour à l'air (donc en présence de vapeur d'eau) de quelques heures, n'a montré aucune altération de structure. Le même genre de test a été effectué en chauffant en plus la cible à 150°C dans un four. Là encore,aucune détérioration de la porosité n'a été décelée. Les cibles semblent donc stables dans la limite des tests effectués.

### II.1.4. Montage pour l'expérience

Les cibles utilisées pour cette étude ont un diamètre de 3 cm et, pour obtenir une plus grande solidité, elles sont appuyées côté alumine contre une grille de nickel-chrome de transparence égale à 92 %.

L'ensemble est monté sur des boîtiers métalliques ou sur des plaques pour circuit imprimé, la face cuivrée assurant le contact électrique.

Une fois le LiF évaporé, les cibles ne sont plus laissées au contact de l'air. Elles sont transportées,sous atmosphère d'argon, jusqu'à la chambre d'expérience où elles sont immédiatement mises sous vide.

## II.2. Dispositif d'étude de la cible principale

L'étude de l'émission secondaire du fluorure de lithium, en particulier au minimum d'ionisation, s'est effectuée sur un ensemble expérimental déjà existant. Cet ensemble a notamment permis l'étude du KCl et du CsI poreux [10,16,18-20].

Le dispositif est conçu pour analyser l'émission secondaire attachée à une particule d'énergie connue, lors de son passage à travers une cible mince.

### II.2.1. Principe de mesure

La géométrie employée est celle décrite par la Figure 4. Un faisceau de particules issues d'une source radioactive est envoyé sur la cible. Celle-ci est

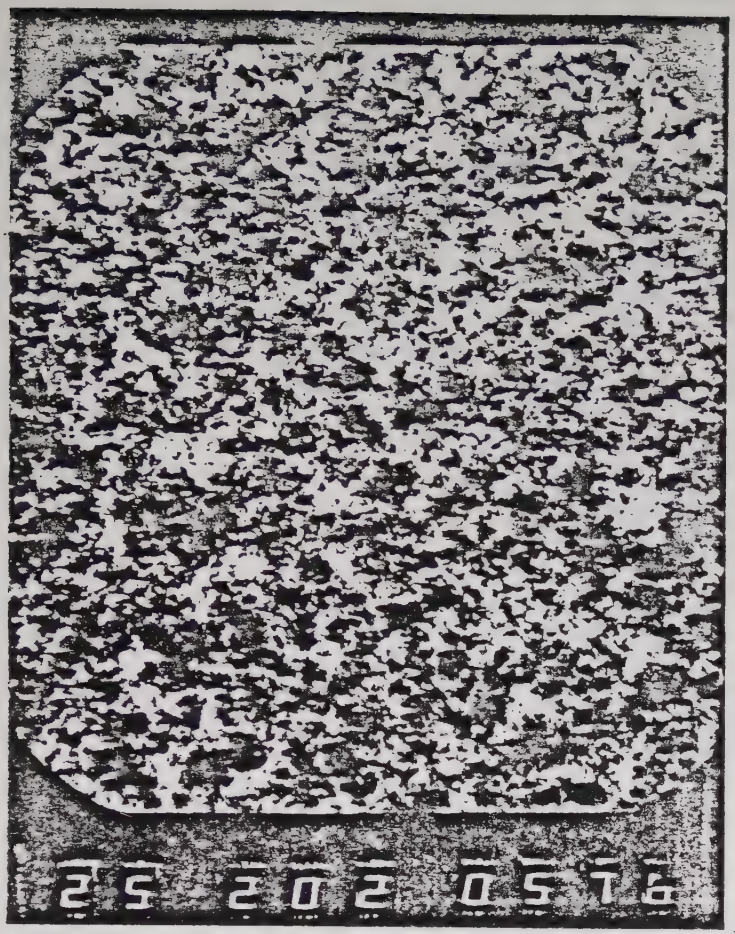
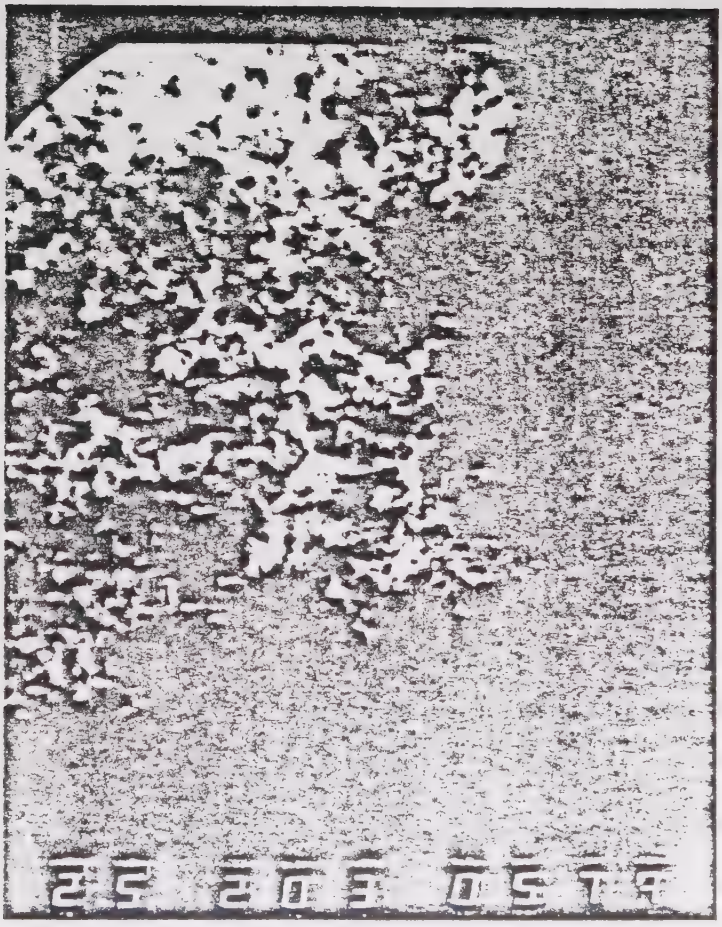


*Photo numéro 1*

*Photo numéro 2*



inclinée d'un angle θ qui peut être modifié, entraînant une variation du parcours des particules dans la couche.

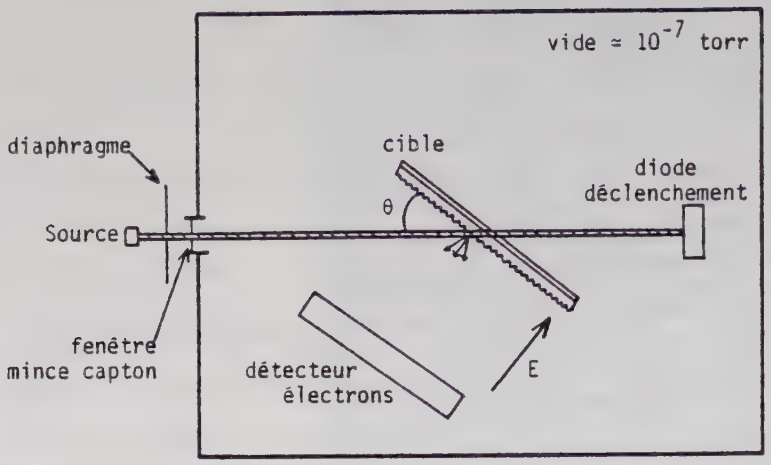



*Figure 4*

La cible est attaquée par le faisceau du côté du LiF poreux, ce qui permet de bien définir l'énergie des particules arrivant dans la couche émissive. Les électrons secondaires émis sont transportés par le champ électrique entre la cible et le détecteur d'électrons secondaires, tandis que la particule primaire est détectée après avoir traversé la cible.

Le signal du détecteur d'électrons n'est enregistré que s'il est en coïncidence avec un signal du détecteur de particules primaires appelé détecteur de déclenchement. On ajoute la condition supplémentaire que la particule incidente soit dans le domaine d'énergie que l'on s'est fixé. Ce qui permet de connaître ainsi le nombre d'électrons secondaires émis lors du passage d'une particule d'énergie choisie.

En effet, le signal enregistré par le détecteur d'électrons (diode refroidie) est proportionnel au nombre d'électrons créés par la particule primaire. Si $V_o$ est la différence de potentiel entre la cible et le détecteur, l'énergie d'un électron est :

$$W_1 = e\ V_o$$

e étant la charge de l'électron.

Pour deux électrons créés au passage de la particule primaire, qui arriveront donc en même temps pour le détecteur, celui-ci enregistrera :

$$W_2 = 2\ e\ V_o$$

pour n électrons $W_n = neV_o$.

Si aucun électron n'est émis, le système se déclenche sur le bruit de fond du détecteur et un signal $W_o$ est enregistré.

Ces informations sont stockées dans un analyseur multicanaux.

Pour A coïncidences, on peut définir $a_n$, le nombre de fois où n électrons ont été détectés et définir ainsi le nombre moyen d'électrons émis

$$\bar{n} = \frac{\sum_{n=0}^{N} n\, a_n}{\sum_{n=0}^{N} a_n} = \frac{\sum_{n=0}^{N} n\, W_n}{e\, V_o\, A}$$

où N est le nombre maximal d'électrons émis.

On peut de même définir l'efficacité de la cible comme le rapport du nombre de fois où il y a eu au moins un électron secondaire d'émis sur le nombre total de coïncidences

$$\eta = \frac{\sum_{n=1}^{N} a_n}{\sum_{n=0}^{N} a_n} = \frac{A - a_o}{A} .$$

## II.2.2. Source

Deux sources radioactives sont utilisées. Une source de ruthénium-106 qui fournit des électrons d'une énergie pouvant atteindre 3 MeV. Elle sert à tester la réponse de la cible à une particule au minimum d'ionisation. Une source de $^{212}$Bi, $^{212}$Po qui fournit des particules $\alpha$ de 6,02 et 8,77 MeV, qui sont très ionisantes.

Pour être changée facilement (la source $\alpha$ a une très courte période), la source est placée à l'extérieur de la chambre d'expérience. Le faisceau est collimaté, après avoir pénétré dans la chambre par une fenêtre mince de kapton. Cette fenêtre occasionne une perte d'énergie pour les particules $\alpha$ et ainsi ce sont des $\alpha$ de 8,0 MeV qui arrivent sur la cible et non des $\alpha$ de 8,77 MeV.

## II.2.3. Détecteurs

Les détecteurs utilisés sont des semi-conducteurs silicium-lithium, avec une mince fenêtre d'entrée (20 $\mu g/cm^2$ d'or) n'occasionnant quasiment pas de perte d'énergie et refroidis à l'azote liquide pour permettre une bonne résolution. L'ensemble détecteur d'électrons et électronique associées permet une réso-

lution de 6 keV. La tension appliquée entre la cible et le détecteur d'électrons est de 10 à 20 kV sur 1 cm, ce qui permet de bien définir les différents pics.

### II.2.4. Electronique

Le diagramme de l'électronique est donné Figure 5. On peut le décomposer en deux parties :

*a) Voie particule incidente*

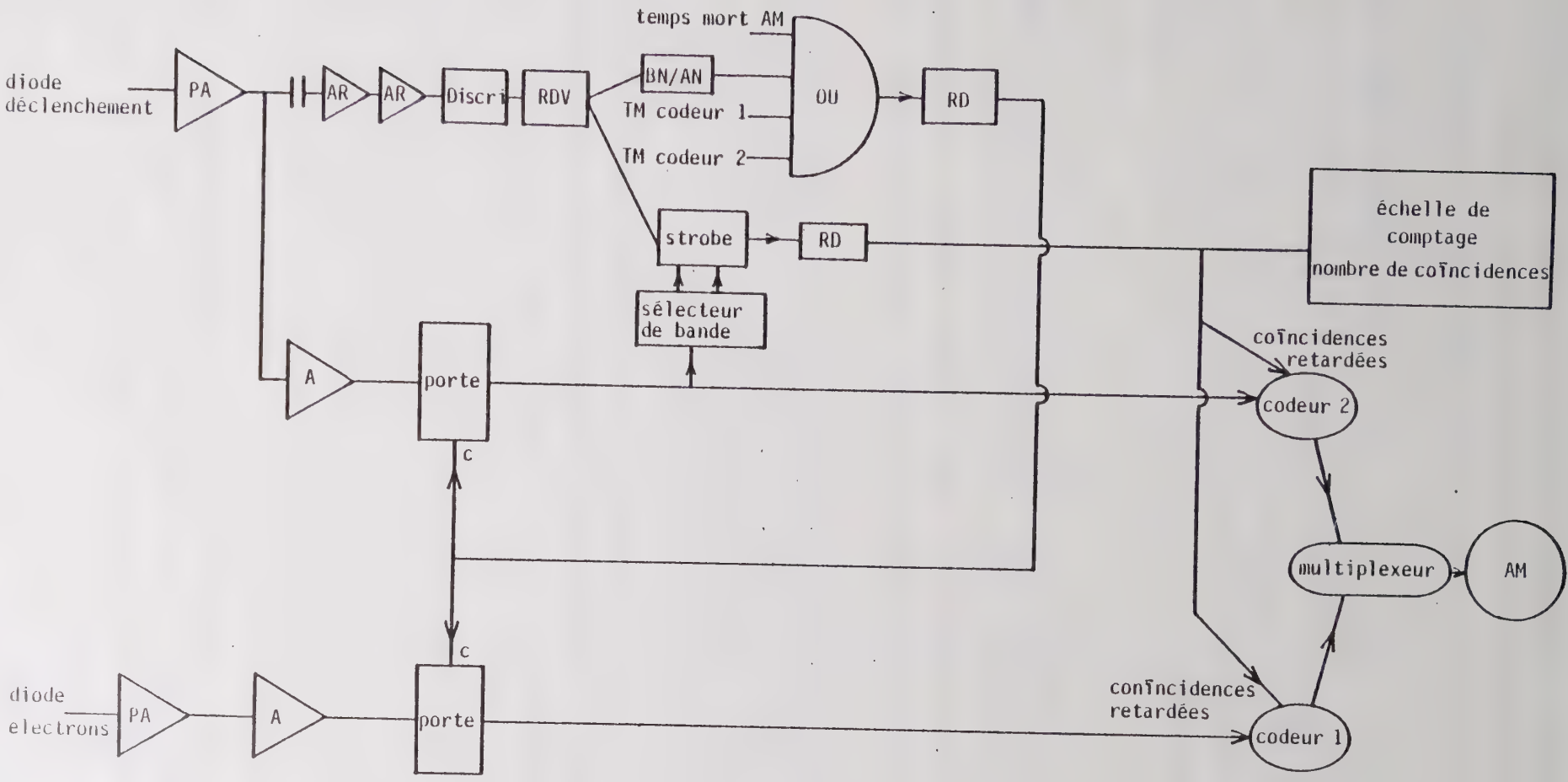
La charge collectée aux bornes de la diode est transformée en impulsion de tension par le pré-amplificateur, qui sert principalement d'adaptateur d'impédance. A ce niveau on peut encore diviser cette voie en deux : une voie rapide pour les signaux logiques de coïncidence et d'ouverture de porte, et une voie lente pour le signal analogique

1. La voie lente se compose d'un amplificateur qui délivre un signal dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie de la particule primaire après la cible. Ce signal passe ensuite une porte, qui ne le laisse passer que si son analyse et son stockage sont possibles par le reste de la chaîne. Enfin, il attaque en parallèle un codeur et un sélecteur de bande.

Le sélecteur de bande est composé de deux discriminateurs dont le réglage des seuils détermine un domaine d'énergie. Si $E_1$ est l'énergie du seuil du premier discriminateur (seuil bas) et $E_2$ l'énergie du seuil du deuxième discriminateur (seuil haut), une particule aura une énergie comprise entre $E_1$ et $E_2$, si le premier discriminateur donne un signal et le second n'en délivre pas. Les signaux sortis des discriminateurs sont ensuite échantillonnés par le "strobe" de la voie rapide.

Le codeur, lui, n'accepte le signal analogique que s'il est en coïncidence avec le signal de la voie rapide, qui indique que la particule est dans le domaine d'énergie choisi, et il délivre un nombre qui est fonction de la hauteur du signal.

2. La voie rapide commence par une capacité, qui ne va laisser passer que le front de montée de l'impulsion et couper la lente décroissance, évitant ainsi les empilements. Deux amplificateurs rapides en série donnent un gain de 10 et une mise en forme du signal. Un discriminateur coupe le bruit de fond, puis une adaptation du signal est faite par une RDV rapide (Retard Durée Variable) et un BN/HN (transformation bas niveau ($\leq$ 1 V) en haut niveau) pour entrer dans le OU. Le OU fait une sommation logique de la durée des temps morts des éléments de




PA : pre-amplificateur ; A : amplificateur ; AR : amplificateur rapide ; RD : retard durée ; BN : bas niveau ($\leq$ 1 V)
HN : haut niveau (> 1 V) ; AM : analyseur multicanaux.

*Figure 5*

conversion et de stockage de la chaîne (codeurs, analyseur multicanaux), et délivre un signal qui sert de commande de porte pour bloquer l'électronique le temps que le signal précédent soit complètement analysé et stocké.

Une dérivation de la voie rapide a lieu au niveau du RDV rapide pour attaquer un "strobe". Son rôle est d'analyser l'état du sélectionneur de bande. Il ne laissera passer le signal rapide que si le discriminateur seuil bas du sélecteur de bande donne un signal ($S_1$), et le discriminateur seuil haut ne donne pas de signal ($\overline{S_2}$).

C'est avec ce signal que les signaux analogiques doivent être en coïncidence au niveau des codeurs.

*b) Voie électron*

Le schéma de la voie électron est analogue à celui de la voie lente de la particule incidente (préampli, ampli, porte, codeur avec coïncidence).

La porte comporte cependant un piédestal dont la hauteur correspond au signal $W_o$ (bruit de fond de la diode) enregistré quand aucun électron n'est émis par la cible.

Enfin, les codeurs correspondant aux deux voies sont reliés à un multiplexeur. Celui-ci permet de visualiser les deux spectres (énergie particule primaire après la cible et nombre d'électrons émis) sur un même analyseur de 4096 canaux, en attribuant 2048 canaux à chaque spectre.

L'électronique des deux voies peut être testée simultanément à l'aide de signaux (délivrés par deux générateurs d'impulsions synchrones) envoyés en tête des préamplificateurs.

## II.3. Dispositif d'étude des cibles multiplicatrices

### II.3.1. Principe

Le principe est de simuler la cible principale, ou l'étage précédent d'amplification, donc d'envoyer des électrons en faisceau monoénergétique sur la cible multiplicatrice à tester.

La mesure consiste à déterminer le courant primaire d'électrons $i_p$, puis le courant $i_s$ après la cible. Le taux d'amplification, $\delta = i_s/i_p$, est étudié en fonction de l'énergie des électrons primaires, des caractéristiques de la cible, et du champ extracteur.

Pour limiter les phénomènes possibles de saturation ou d'accumulation de charges dans la couche, nous avons circonscrit notre étude au cas d'un faisceau

de particules incidentes de faible intensité ($10^5$-$10^6$ particules/seconde). Ce qui conduit à choisir pour $i_p$ des valeurs voisines du picoampère (1 pA ≃ $6 \times 10^6$ électrons/seconde).

Ce dispositif de test n'existait pas et nous avons dû le construire.

### II.3.2. Chambre de mesures

Nous avons utilisé, en y apportant quelques modifications, une chambre de récupération qui avait servi à des expériences de physique. La chambre n'ayant pas été conçue pour nos mesures, son volume important (1 × 0,6 × 0,4 m) s'est révélé utile, notamment pour le passage des prises de haute tension. En effet, cinq passages de haute tension ont été prévus pour des tests de plusieurs cibles en cascade. L'utilisation de trois étages d'amplification, avec 10 kV entre chaque, impose la présence de tensions de l'ordre de 40 kV, ce qui nécessite des lignes de fuite importantes et la suppression ou l'éloignement de toutes les formes géométriques pouvant donner des effets de pointe entre la masse de la chambre et la haute tension.

Pour mesurer le courant $i_p$ dans les mêmes conditions où le reçoit la cible, il est nécessaire de pouvoir mettre un détecteur à la place de la cible. Ceci est réalisé par deux mouvements (Figure 6). Nous avons utilisé un mouvement longitudinal (chariot translaté par un moteur extérieur à travers un passage tournant), auquel nous avons ajouté un mouvement transversal lié au chariot, actionné par un petit moteur électrique sans bobinage (pouvant être mis sous vide) fixé au chariot.

Enfin, un mouvement de translation longitudinale lié au chariot permet de déplacer un plateau sur lequel est fixé le détecteur, qui mesure le courant après la cible. Ce qui permet de faire varier la distance cible-détecteur.

La mise sous vide est obtenue au moyen d'une pompe primaire et d'une pompe à diffusion d'huile jusqu'à une pression de $10^{-5}$ torr . La durée de pompage avec la pompe à diffusion est limitée au strict minimum. En effet, malgré un piège refroidi au fréon, elle apporte une pollution en vapeur d'huile qui, déposée sur les cibles,modifierait de façon incontrôlable leur émission secondaire.

Ensuite une pompe ionique de 600 l/s, à laquelle il a été nécessaire, pour des raisons de vitesse de pompage et d'amélioration de vide, d'adjoindre un piège en cuivre de 20 cm de diamètre refroidi à l'azote liquide, maintient un vide propre aux alentours de $10^{-6}$ torr.

Une plaque en inox, légèrement polarisée négativement, a dû être installée au-dessus de la pompe ionique, pour empêcher des électrons émis par cette pompe de perturber les mesures.

Avec ce système, la perturbation apportée par la pompe ionique tombait au-dessous du seuil mesurable (< $10^{-14}$ A).

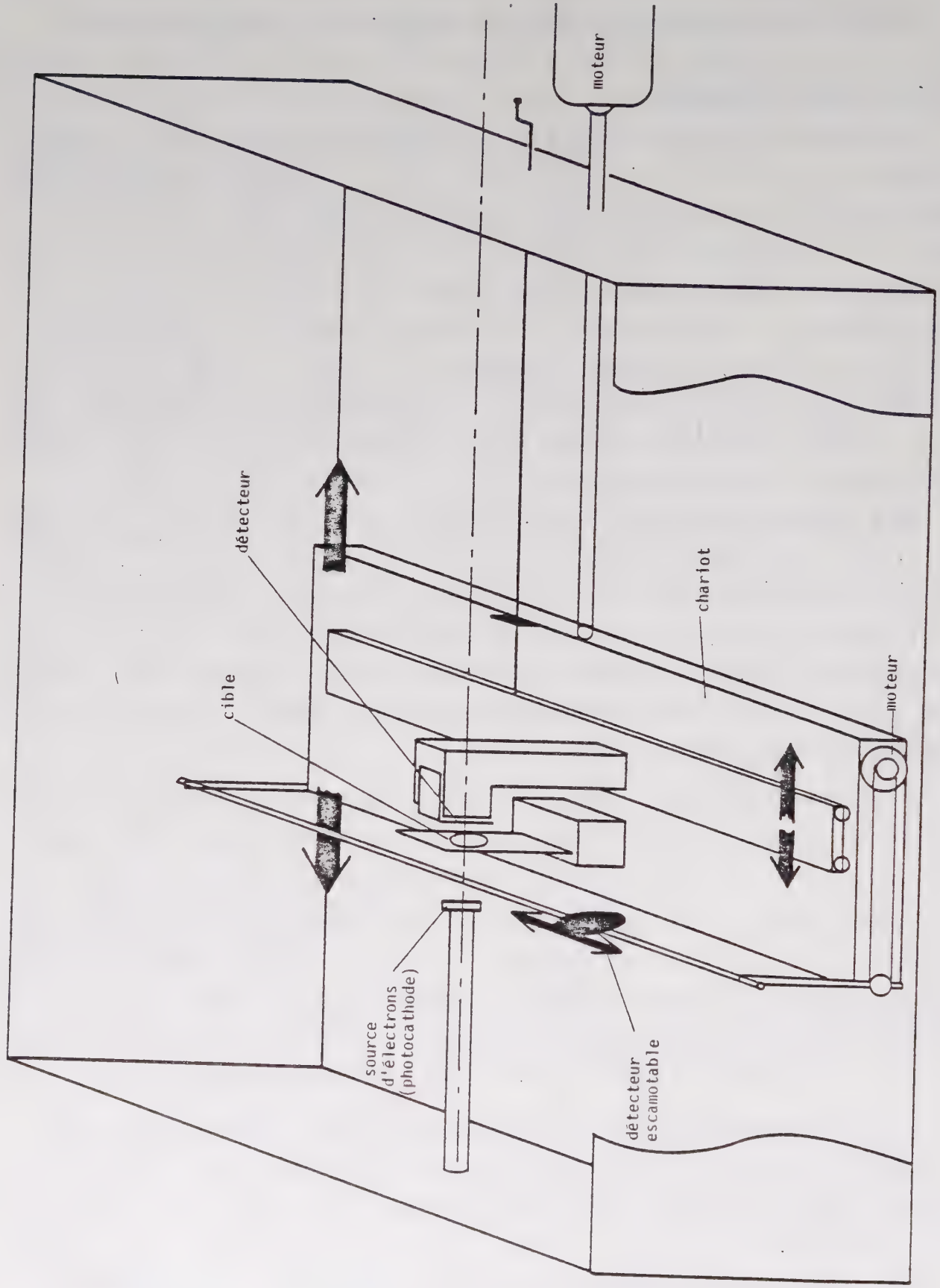



*Figure 6*

II.3.3. Source d'électrons

Le choix de la source d'électrons a été motivé par les conditions suivantes :

- énergie monocinétique variable autour de 10 keV,
- intensité réglable de $10^{-12}$ A à $10^{-8}$ A (intensité sur les différents étages pour un flux initial voisin de $10^6$ particules/s),
- courant stable dans le temps,
- source pouvant être mise à la haute tension (40 à 50 kV),
- simplicité du système.

Différentes possibilités ont été étudiées.

*a) Source radioactive*

Cette solution n'a pas été retenue pour plusieurs raisons, dont chacune à elle seule était suffisante : trop forte intensité demandée, trop faible énergie demandée, énergie monocinétique nécessitant un aimant (lourd), flux difficilement réglable ...

*b) Effet thermoélectrique*

Lorsqu'on chauffe un métal, les électrons du métal reçoivent de l'énergie et une partie d'entre eux peuvent quitter la surface (ceux dont l'énergie est supérieure au travail de sortie). C'est l'émission d'électrons qu'on observe quand on porte un filament à l'incandescence dans le vide. Cette solution permettrait, avec des électrons quittant le filament avec une énergie de l'ordre de l'électronvolt et par l'adjonction d'une différence de potentiel de l'ordre de 10 kV entre la source et la cible, d'avoir un faisceau monoénergétique défini à 1/10 000ème près.

De plus elle présente l'avantage attrayant d'autoriser un réglage à volonté de l'intensité en fonction de la température selon la formule de Dushman :

$$j = \frac{4\pi\, m \,.\, e}{h^3}\, k^2\, T^2\, \exp.\left(-\frac{e\, V_S}{k\, T}\right)$$

j = densité de courant
m et e masse et charge de l'électron
h = constante de Planck
k = constante de Boltzmann
$V_S$ = potentiel de sortie du métal.

Par exemple, avec un filament de tungstène ($V_S$ = 4,5 eV) d'une surface d'un $mm^2$, en changeant sa température de 800 à 2500°C on obtient une intensité variable de $10^{-15}$ à $10^{-1}$ A. Pour obtenir $10^{-12}$ A avec ce filament, il fallait le chauffer à 980°C. Cela nécessitait une alimentation de chauffage mise à la haute tension, donc à haut isolement. En effet, si on veut mettre le détecteur pour mesurer la multiplication des cibles à la masse (c'est préférable pour l'opérateur), cela conduit pour trois cibles de 10 kV environ entre chaque cible, à polariser la source à 40 KV voire 50 kV. Et l'adoption d'un transformateur pour le chauffage du filament, possédant un isolement de 40 à 50 kV, conduit à des dimensions prohibitives (transformateur dans l'huile).

Enfin des essais effectués en utilisant un transformateur, pour le chauffage du filament d'un canon à électrons (isolement 10 kV maximum),ont montré que le courant de $10^{-12}$ A obtenu n'était absolument pas stable. Du fait du caractère exponentiel de l'influence de la température dans la formule de Dushman, dans notre exemple et pour un courant de $10^{-12}$ A, un écart de température de 1 % conduit à une variation de 40 % de l'intensité.

Cette solution a donc été abandonnée.

*c) Effet photoélectrique*

Il est très semblable à l'effet thermoélectronique, l'énergie nécessaire pour extraire les électrons étant cette fois apportée par les photons. Le travail de sortie des métaux étant voisin de quelques électronvolts (3 eV pour l'aluminium, 4,9 eV pour l'or) et l'énergie des photons devant être supérieure au travail de sortie, on est conduit à utiliser une lumière ultraviolette (5 eV correspondant à une longueur d'onde de 0,25 µm) vu la très faible énergie des photoélectrons ( de l'ordre de 1 eV), il est facile là aussi d'obtenir un faisceau monoénergétique d'une dizaine de keV.

Cependant le rendement de l'effet photoélectrique est très faible. Et en utilisant une lampe UV ordinaire, le courant obtenu est voisin de $10^{-12}$ A dans les conditions de notre expérience, et ne peut pas être modulé de plusieurs ordres de grandeur comme l'effet thermoélectronique. Pourtant l'effet photoélectrique offre deux avantages qui furent déterminants dans notre choix : i) d'engendrer un courant stable de faible intensité ; ii) de pouvoir porter facilement à la haute tension cette source d'électrons juste constituée d'une plaque qu'on éclaire.

Nous avons donc retenu ce principe en utilisant le montage de la Figure 7.

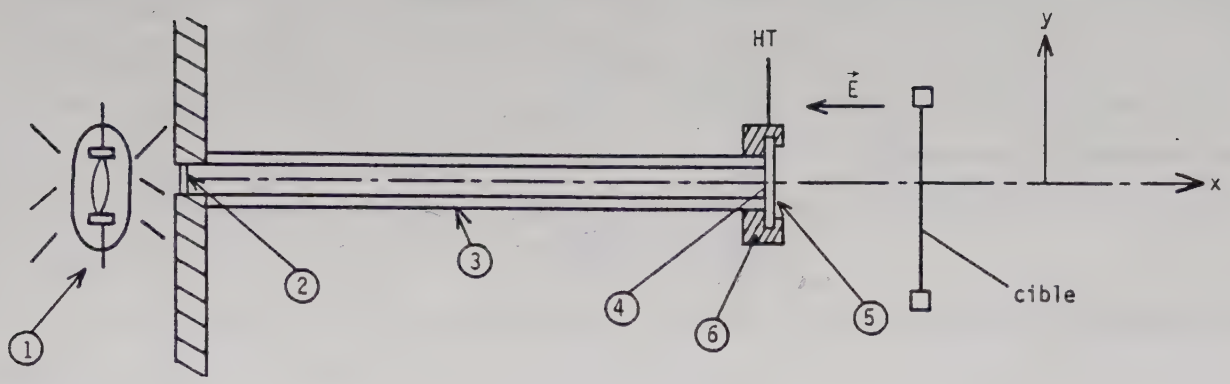



*Figure 7*

Le montage de la Figure 7 comprend :

- Une lampe UV à arc (vapeur de mercure et enveloppe de quartz) (1) placée à l'extérieur de la chambre, une fenêtre transparente aux UV (2) en fluorure de calcium ($Ca\ F_2$).

- Un tube céramique (3) de 30 cm de longueur et de 1,2 cm de diamètre intérieur. Cette longueur importante présentait le double avantage d'obtenir un faisceau focalisé perpendiculairement au dépôt métallique, et d'autre part d'offrir une ligne de fuite importante permettant de mettre le dépôt métallique à une très haute tension. Une autre fenêtre en $Ca\ F_2$ (4) sert à soutenir le dépôt métallique.

- La photocathode (5) composée d'un dépôt métallique évaporé sur la fenêtre de $Ca\ F_2$. Au début nous avions choisi de l'aluminium, mais les fréquentes rentrées d'air lors du changement des cibles oxydaient sa surface et dégradaient fortement son émission. Les dépôts ont été par la suite réalisés en or.

- Un boîtier circulaire métallique (6) servant à appliquer la haute tension sur le dépôt métallique complétait le montage.

La cible était généralement placée à 2 cm de la photocathode. La surface du faisceau d'électrons arrivant sur la cible est très voisine de la surface éclairée de la photocathode. En effet, en négligeant les effets de bords (hypothèse légitime car le champ est appliqué sur un disque double de celui de la partie éclairée de la photocathode), la loi du mouvement des électrons en fonction du temps entre la photocathode et la cible s'obtient en égalant l'énergie acquise au travail de la force électrique :

$$e\ E\ x = T \simeq 1/2\ mv^2 = \frac{P^2}{2\ m} \qquad \text{(cas non relativiste)}$$

et en utilisant la loi fondamentale de la dynamique :

$$e \vec{E} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

dans le sens du mouvement

$$e E = \frac{dp}{dt}$$

en intégrant

$$p = e E t + P_{ox}$$

nous pouvons négliger l'impulsion initiale dans le sens du mouvement et en combinant les deux équations il vient :

$$x = \frac{e E t^2}{2m}.$$

D'autre part, les photoélectrons quittent la cible, dans le cas d'une couche d'or et pour la lampe que nous utilisons, avec une énergie $W_o$ qui n'excède guère au maximum l'électronvolt. La déviation maximal est obtenue dans le cas extrême où les photoélectrons sortent transversalement à l'axe du champ ; dans ce cas on a la déviation sur la cible

$$y_{max} = v_{max}\, t = \sqrt{\frac{2\, W_{o\,max}}{m}}\, t .$$

Si D est la distance entre la cible et la photocathode :

$$y_{max} = \sqrt{\frac{4\, W_{o\,max}\, D}{e\, E}} .$$

Pour D = 2 cm, E voisin de 5 kV/cm et $W_o$ max voisin de 1 eV, on a :

$$y_{max} \simeq 0{,}4 \text{ mm} .$$

La dispersion est donc très faible. C'est pourquoi nous donnerons par la suite la densité de courant arrivant sur la cible en égalant la section du tube de courant à la surface éclairée de la photocathode (1,13 $cm^2$).

Nous avons vu les avantages de ce système dont les principaux sont la simplicité, la stabilité et l'homogénéité du faisceau, et l'obtention d'électrons monoénergétiques.

Examinons ses inconvénients.

D'abord l'intensité est réglable dans de faibles proportions. En fait, elle peut être simplement diminuée à partir du courant maximal possible avec notre lampe ($10^{-11}$ A) jusqu'au minimum mesurable ($\simeq 10^{-13}$ A). Le maximum d'émission est obtenu en plaçant la lampe le plus près possible de la fenêtre (2) et en utilisant une couche d'or le plus mince possible.

En effet, dans la couche métallique, le flux lumineux décroît de façon exponentielle avec l'épaisseur x traversée [26]

$$\phi(x) \propto \phi_o \, e^{-x/\lambda} \quad (\lambda \simeq 10^{-6} \text{ cm}) \, .$$

Et seuls les électrons produits près de la surface (20 Å) peuvent s'échapper.

En fait on est limité à une épaisseur minimal d'or, pour que celui-ci reste conducteur, et nous ne sommes pas descendus au-dessous de 100 Å d'épaisseur.

A partir de l'intensité maximal, le courant pouvait être diminué en reculant la lampe (variation du flux en $1/R^2$) ou en utilisant des dépôts d'or plus importants.

Un autre inconvénient provient du fait que le flux de photons n'est que partiellement absorbé dans la couche d'or, une partie éclaire donc la cible et va y produire des photoélectrons. Ceci provient du fait que nous éclairons en transmission la couche d'or. Un montage permettant d'éclairer la cible en biais était inapplicable dans notre chambre. Nous avons essayé d'estimer si cette perturbation était importante. La cible est d'abord composée d'une feuille d'alumine qui n'absorbe pratiquement pas les UV. Expérimentalement, nous avons trouvé une atténuation d'un facteur 2 pour 2000 Å d'alumine.

Ensuite, l'émission photoélectrique étant limitée à la surface, et en prenant une loi d'absorption exponentielle comme ci-dessus, le flux traversant les 20 derniers angströms d'aluminium a été estimé voisin de $10^{-3}$ fois le flux traversant les 20 derniers angströms de la couche d'or. Ceci en ne tenant pas compte de la réflexion sur la face d'entrée de l'aluminium.

De plus, expérimentalement nous avons trouvé que, pour une même épaisseur le nombre de photoélectrons émis par l'or était un peu plus de dix fois plus important que pour l'aluminium (effet photoélectrique proportionnel à $Z^5$ mais le spectre de la lampe utilisée était mieux accordé sur l'aluminium, qui possède un travail de sortie plus faible).

Ce qui conduit à admettre que le nombre d'électrons produit par la couche de 500 Å d'aluminium de la cible pouvait au plus approcher $10^{-15}$ A, et donc ne gênait pas les mesures.

En confirmation, nous n'avons expérimentalement pu déceler aucun courant dû à l'effet photoélectrique sur la cible avec un appareil de mesure appréciant en limite $10^{-14}$ A.

## II.3.4. Mesure du courant

Le courant à mesurer étant constant ou faiblement variable, nous avons utilisé un picoampèremètre (Lemouzy PA 15 B).

Son principe repose sur une mesure de la différence de potentiel, produite par le courant inconnu, aux bornes d'une résistance étalonnée.

Ceci nécessite des résistances précises et de hautes valeurs, par exemple $10^{11}$ Ω pour produire 100 mV avec un courant de $10^{-12}$ A. La mesure de la différence de potentiel s'effectue à partir d'un tube électromètre selon le schéma de principe de la Figure 8.

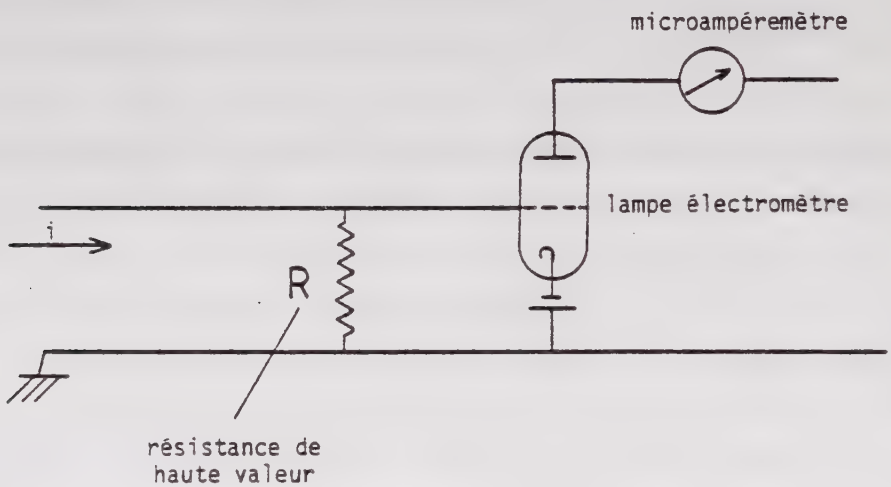



*Figure 8*

Le courant anodique traduit le potentiel de la grille, lui-même en fonction de la charge électrique qu'elle porte.

Pour que cette mesure se fasse dans de bonnes conditions, la résistance d'entrée du voltmètre doit être très supérieure à R.

Les tubes classiques ne peuvent convenir du fait notamment du manque d'isolement de la grille (résistance de fuite entre grille et cathode de l'ordre de $10^8$ Ω dans un tube ordinaire qui laisserait écouler une partie des charges qu'on veut accumuler). On utilise donc des tubes dits électromètres à forte résistance d'entrée (> $10^{14}$ Ω). Cette grande résistance est obtenue notamment par un sous-chauffage du tube, une réduction de toutes les émissions secondaires dans le tube, l'emploi d'une grille auxiliaire, la soustraction de

l'ampoule à l'action de la lumière, une sortie de grille de commande particulièrement bien isolée ...

Dans le picoampèremètre utilisé, qui avait une résistance d'entrée de $10^{14}$ Ω, la mesure se faisait par mise en opposition de trois tensions (système tripôles). La limite de sensibilité de ce picoampèremètre était voisine de $10^{-14}$ A.

Lors des expériences, le courant d'électrons est recueilli par une plaque métallique. En fait, deux plaques sont utilisées à tour de rôle, une escamotable, pouvant prendre la place exacte de la cible, pour mesurer le courant primaire $i_p$, et une autre derrière la cible pour mesurer le courant secondaire $i_s$. Les deux plaques ont été choisies dans le même métal (acier inoxydable pour éviter une altération), afin qu'elles présentent le même coefficient de réflexion.

De plus, un polissage électrolytique a été effectué pour éviter les claquages, notamment entre les cible et la plaque de mesure du courant $i_s$. Lors des essais, il était courant de monter à 20 kV/cm entre la cible et la plaque, et même plus si on considère le débordement du boîtier par rapport à la cible. Pour obtenir un polissage électrolytique [27] :

- la plaque à polir sert d'anode,
- l'électrolyte utilisé (dans notre cas à base d'acide orthophosphorique et d'acide sulfurique) doit être suffisamment visqueux pour permettre à la fois le planage (élimination des irrégularités supérieures au micron) et le brillantage (suppression des irrégularités jusqu'à un centième de micron).

Ce traitement permet de supprimer les phénomènes de pointe.

Le fil amenant le courant de la plaque au picoampèremètre avait un double blindage à la sortie de la chambre, et de plus était constitué d'un câble spécial avec isolant dur pour éviter les variations de capacité entre l'âme et la masse du câble (câble "antimicrophonie").

Enfin, il faut noter que, lors des premiers essais, les mesures étaient perturbées par des charges parasites localisées même dans les isolants. Ce problème fut résolu en choisissant une bonne géométrie évitant au possible tous les effets condensateurs.

La cohérence du système a été vérifiée par une mesure successive du courant primaire par les deux plaques en l'absence de cible, qui donna les mêmes résultats.

## II.3.5. Incertitudes de mesure

*a) Erreurs sur le courant*

- Erreurs dues au picoampèremètre

La précision est chiffrée par le constructeur en fonction des calibres (100 divisions à pleine échelle) :

0,5 % à 1 % jusqu'au calibre $3 \times 10^{-9}$ A

1 % à 2 % calibres $10^{-9}$ à $3 \times 10^{-12}$ A

2 % à 5 % calibres $10^{-12}$ à $3 \times 10^{-13}$ A.

Cette erreur intervient deux fois, dans la mesure du courant primaire et dans celle du courant secondaire. Souvent dans nos mesures le courant primaire était dans la gamme $10^{-12}$ A et le courant secondaire dans une gamme supérieure, ce qui donne donc une erreur dûe au picoampèremètre de 3 à 7 %.

A cette erreur, il faut ajouter d'autres altérations non chiffrables, le picoampèremètre étant sensible aux moindres vibrations, courant d'air, variation de température, champ électromagnétique, malgré le blindage dont il était entouré.

Les mesures présentées sont celles où l'influence de ces facteurs semblait minimisée.

On pourrait ajouter une autre source d'erreur, due à la dérive du zéro dans les calibres élevés ($10^{-12}$ A), mais elle a été supprimée par soustraction du courant mesuré en l'absence de source d'électrons (cache devant les UV), au courant mesuré avec la source d'électrons.

- Erreur due à la variation du courant primaire

La stabilité d'émission de la lampe UV ne s'est pas révélée parfaite pour de longues périodes (plusieurs heures). Mais surtout, la photocathode d'or voyait ses caractéristiques changer à chaque ouverture de la chambre, et ne redevenait stable qu'après plusieurs journées de pompage. La mesure du courant primaire était généralement faite avant et après une série de mesures. Il n'était pas rare d'avoir des différences de quelques pourcents (de 0 à 5 %) au cours d'une journée. Le courant primaire utilisé étant alors la moyenne, ou une projection linéaire quand la variation semblait régulière dans le temps. Cette erreur était variable d'une mesure à l'autre et la plupart du temps inconnue.

En résumé, et au vu des séries de résultats expérimentaux sur une même cible, l'erreur sur le coefficient de multiplication peut être estimée dans nos

mesures, voisine de 10 à 15 % en moyenne. Ceci pour un courant incident de $10^{-12}$ A environ. Pour un courant plus faible se rapprochant donc du seuil de sensibilité du picoampèremètre, l'erreur peut dépasser 20 %.

*b) Erreur sur l'énergie des électrons primaires*

L'énergie du faisceau monoénergétique d'électrons arrivant sur la cible n'est pas parfaitement connue. Ceci est dû à l'erreur sur la différence de potentiel affichée entre le dépôt d'or et la cible. Pour l'alimentation haute tension utilisée, elle est chiffrée à ± 250 V sur une lecture, soit en moyenne 3 %.

*c) Erreurs sur la distance cible-détecteur*

Cette distance était mesurée à l'aide de cales calibrées. Mais le montage mécanique autorisait une erreur de ± 0,5 mm soit 10 % pour une distance de 5 mm.

Pour alléger les figures présentées, nous ne reporterons pas dans nos courbes les rectangles d'incertitudes, qui peuvent être déduits des considérations de ce paragraphe.

Les points représentés correspondent soit à une mesure unique, soit à la valeur moyenne selon le principe des moindres carrés dans le cas de plusieurs mesures.

# Chapitre III

# RESULTATS EXPERIMENTAUX

## III.1. Cible principale

### III.1.1. Résultats pour les particules α

Le laboratoire ayant déjà effectué beaucoup d'essais sur les halogénures alcalins [10,16,18-20], nous nous sommes mis d'emblée dans les conditions qui se sont révélées les meilleures pour les autres composés. La cible était donc placée à 10 mm de la diode et portée à -20 kV par rapport à celle-ci. La cible avait une densité voisine de 2 % de la densité normale (évaporée sous 8 torrs d'argon) et une épaisseur de LiF poreux voisine de 450 µm (≃ 2,0 mg/cm$^2$).

Ainsi, le nombre moyen d'électrons émis lors du passage d'une particule α de 8 MeV était de 516 pour la cible testée, et l'efficacité était voisine de 98 %.

### III.1.2. Réponse de la cible aux autres particules chargées

Nous avons essayé de chercher à prévoir la réponse de la cible aux différentes particules chargées. L'émission secondaire étant,dans les conditions normales, proportionnelle au dE/dx de la particule incidente dans la couche, nous avons en premier lieu, à l'aide de tables de pouvoir d'arrêt [28,29],cherché le dE/dx des particules étudiées dans une couche poreuse de LiF de 2,0 mg/cm$^2$.

En utilisant la formule [28]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{LiF} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Li} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{F}}{2}$$

nous trouvons pour des α de 8 MeV un dE/dx de $5,2 \times 10^2$ MeV/g/cm$^2$.

Pour un nombre moyen de 516 électrons créés, nous pouvons dire que nous obtenons un électron secondaire pour un dE/dx de 1,0 MeV/g/cm$^2$. En fait le dE/dx de la particule n'est pas uniforme dans la couche en raison d'une perte d'énergie importante. Pour une couche de 2,0 mg/cm$^2$ de LiF traversée à 45°, donc pour une épaisseur réelle de 2,8 mg/cm$^2$, la perte d'énergie est très voisine de 1,5 MeV.

Les $\alpha$ de 6,5 MeV ont un dE/dx de $6{,}1 \times 10^2$ MeV/g/cm$^2$ ce qui conduit à la création d'un électron secondaire pour un dE/dx de 1,2 MeV/g/cm$^2$. Comme nous ne pouvons pas discerner la provenance des électrons de l'intérieur de la couche, nous pouvons simplement dire qu'un électron secondaire est créé pour un dE/dx compris entre 1,0 et 1,2 MeV/g/cm$^2$.

Nous donnons, Figure 9, un diagramme spécifique de la cible, inspiré de celui que Sternglass et Goetze [8] ont publié pour le KCl poreux. Pour simplifier le tracé, nous avons considéré qu'un électron secondaire était créé pour un dE/dx de 1,1 MeV/g/cm$^2$.

Si on compare ce résultat à celui donné pour le KCl poreux par Sternglass et Goetze, d'un électron créé pour un dE/dx de 0,6 à 1,0 MeV/g/cm$^2$ (pour une cible décrite en [8]), ou au résultat plus récent obtenu par le laboratoire d'un électron créé pour un $\frac{dE}{dx}$ de 0,8 à 1,0 MeV/g/cm$^2$ (valeur déterminée à la fois pour des $\alpha$ de 8,7 MeV et des électrons de 1,5 à 3 MeV pour une cible décrite en [10]), le LiF paraît moins approprié pour la détection des particules peu ionisantes. Cependant le LiF poreux semble posséder une solidité et une stabilité dans le temps bien meilleures que le KCl poreux, ce qui peut l'amener à lui être préféré.

## III.2. Cibles multiplicatrices

### III.2.1. Alumine plus aluminium

Nous avons testé,avant toutes choses, le support mécanique plus le contact d'aluminium. Ceci pour deux raisons essentiellement, d'abord vérifier la fiabilité de notre système de mesure en confrontant nos résultats à ceux déjà publiés pour une telle cible ; ensuite avoir une idée de l'aspect du faisceau d'électrons (intensité, énergie ...) qui attaquerait la couche émissive proprement dite placée après le support, et ceci en fonction de différents paramètres (épaisseur d'alumine et d'aluminium, énergie des électrons primaires ...).

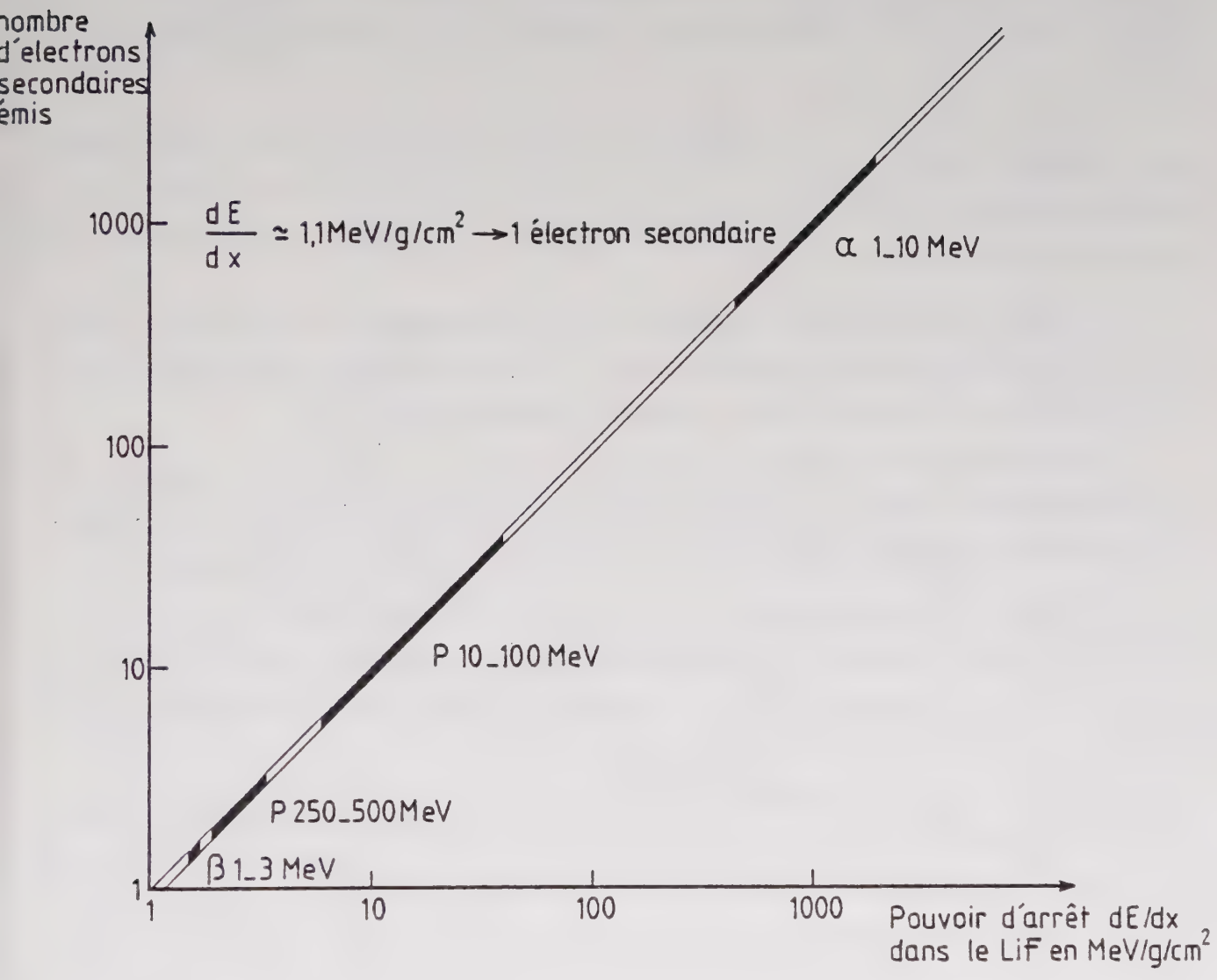



*Figure 9 - Courbe caractéristique de la cible étudiée (LiF poreux de 450 µm) donnant le nombre d'électrons secondaires émis en fonction du dE/dx de la particules incidente.*

*a) Coefficient d'émission secondaire*

La Figure 10 donne, en fonction de l'énergie du faisceau primaire, le coefficient d'émission secondaire en transmission qui est égal au rapport des intensités du faisceau d'électrons à la sortie de la cible (électrons secondaires vrais plus fraction de primaires ayant traversé la cible) et à l'entrée de la cible (faisceau primaire).

La courbe (a) présente les résultats obtenus pour une cible de 2000 Å d'alumine (80 $\mu g/cm^2$) et 500 Å d'aluminium (13,5 $\mu g/cm^2$). Le champ entre la cible et le détecteur est suffisant pour collecter tous les électrons émis par la cible.

Le seuil voisin de 4 keV correspond à une énergie des primaires trop faible pour que leur probabilité de traverser la cible soit différente de zéro ; les électrons secondaires étant créés, d'autre part, à trop grande distance de la surface pour sortir de la cible.

L'énergie correspondante au début de la transmission des électrons primaires est approximativement déterminée par le point d'intersection de la pente de croissance de la courbe avec l'axe des abscisses [30].

Le maximum obtenu après une croissance rapide est attaché à l'énergie où la correspondance entre le maximum d'électrons primaires traversant la couche et le maximum d'énergie perdue près de la surface est le mieux réalisée.

La légère décroissance après le maximum ($E_p$ > 10 kV) peut s'expliquer par le fait que, plus l'énergie des électrons primaires augmente, moins ils laissent d'énergie près de la surface. A la limite, pour des électrons au minimum d'ionisation (≃ 2 MeV), la courbe tendrait vers 1.

La courbe (b) donne les résultats obtenus pour la même cible, mais renversée par rapport à son utilisation normale la couche d'alumine se trouvant alors du côté de la face de sortie. Les mesures ont été effectuées en n'envoyant le courant primaire que pendant l'intervalle de temps nécessaire à la lecture du courant et en intercalant un cache devant la lampe UV entre ces intervalles (mesure par pulse ). Ceci afin d'éviter que la couche d'alumine ne se charge. En effet quand le coefficient d'émission secondaire est supérieur à un, il y a plus d'électrons qui sortent de la couche qu'il n'en rentre, ce qui crée pour une couche isolante, une accumulation de charges positives, localisées en surface, qui modifient les propriétés d'émission secondaire. On remarque que le coefficient d'émission secondaire est supérieur dans la configuration aluminium face d'entrée, alumine face de sortie.

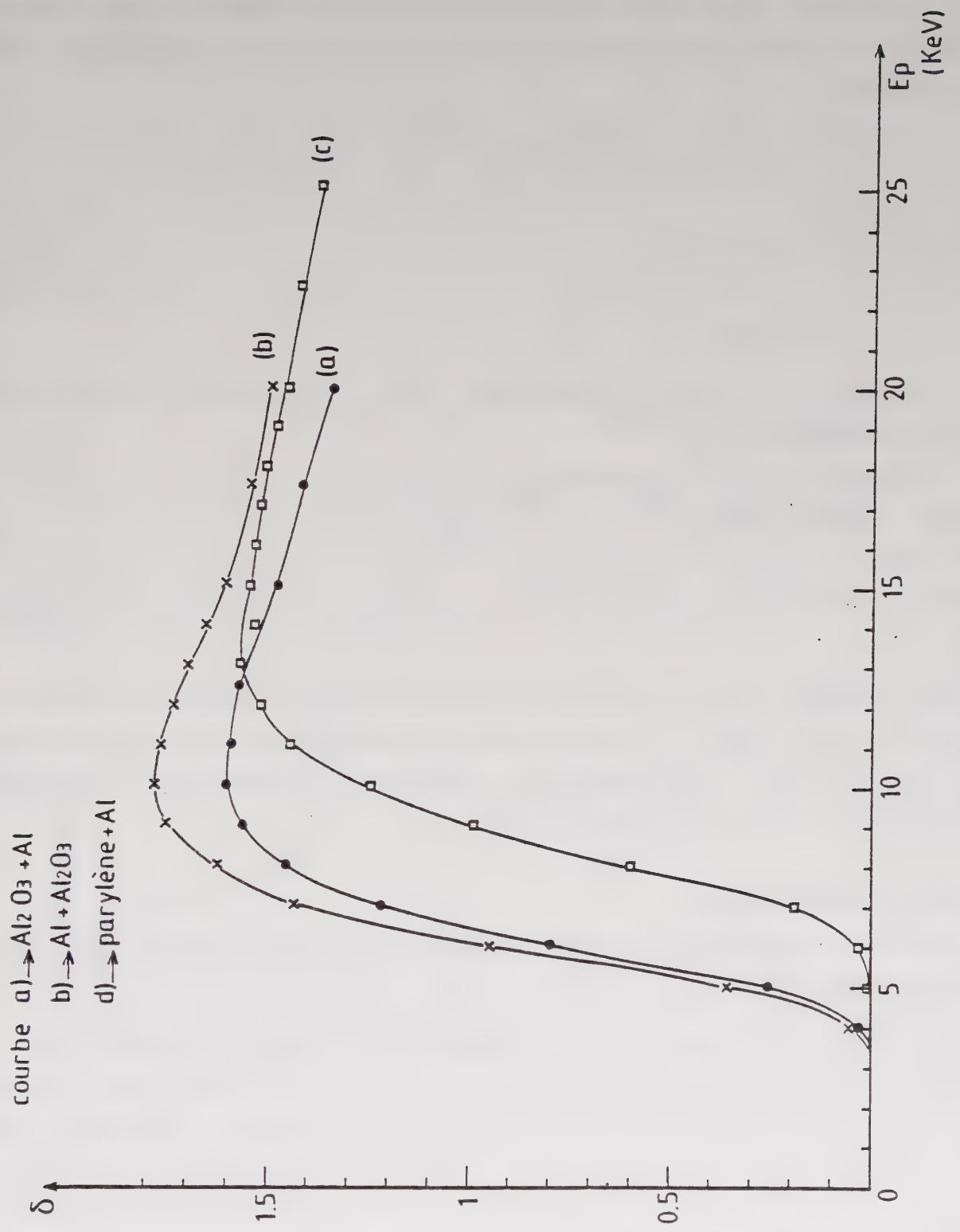

courbe a)→Al2 O3 +Al
b)→Al +Al2O3
d)→parylène+Al
δ
1.5
1
0.5
0
5
10
15
20
25
Ep
(KeV)
(a)
(b)
(c)

*Figure 10*

Mais c'est néanmoins la configuration inverse qui est évidemment employée : l'alumine servant de support mécanique, et le contact d'aluminium conducteur étant nécessaire tout contre la couche poreuse afin d'assurer la polarisation, d'y établir le champ et de permettre de compenser une partie des charges positives créées.

La courbe (c) décrit le même genre de cible, mais cette fois c'est une feuille de plastique (parylène c) de 1 µm (129 µg/cm$^2$) qui est utilisée comme support mécanique. Du fait de l'épaisseur plus grande de matière à traverser, le maximum d'émission est décalé vers 12 keV, ce qui n'est pas souhaitable, car cela nécessiterait une différence de potentiel plus importante entre chaque étage de multiplication.

Du parylène de plus faible épaisseur (3000 Å) ne donne pas une tenue mécanique satisfaisante.

L'ensemble de ces résultats peut être rapproché des courbes présentées par Wachtel, Doughty et Anderson [23] reproduites Figure 11. Les épaisseurs d'alumine (390 Å, 15 µg/cm$^2$) et d'aluminium (150 Å, 4 µg/cm$^2$) étant beaucoup plus faibles, le maximum se produit pour une énergie plus petite des électrons primaires.

Nos résultats sont un peu majorés dans le cas de l'aluminium du côté de la face de sortie, mais il faut remarquer que, dans notre cas, les cibles séjournaient à l'air avant l'expérience et qu'elles se recouvraient donc d'une mince couche d'alumine de l'ordre de 20 Å [31].

*b) Potentiel retardateur*

Nous avons essayé de connaître la distribution en énergie des électrons traversant la cible $Al_2O_3$ - Al.

Pour cela, nous avons utilisé la méthode du potentiel retardateur, qui consiste à appliquer un champ qui tend à repousser les électrons vers la cible. Si la cible est portée à un potentiel V positif par rapport au détecteur, tous les électrons produits avec une énergie inférieure à V électronvolts seront repoussés vers la cible, seuls parviendront au détecteur ceux qui ont une énergie supérieure.

Ceci n'est évidemment parfaitement vérifié que dans une symétrie sphérique, où la mesure est indépendante de la distribution angulaire des électrons secondaires.

Ceci ne pouvait être réalisé avec l'ensemble existant et nous avons utilisé une géométrie plane comme indiqué Figure 12, ci-après.

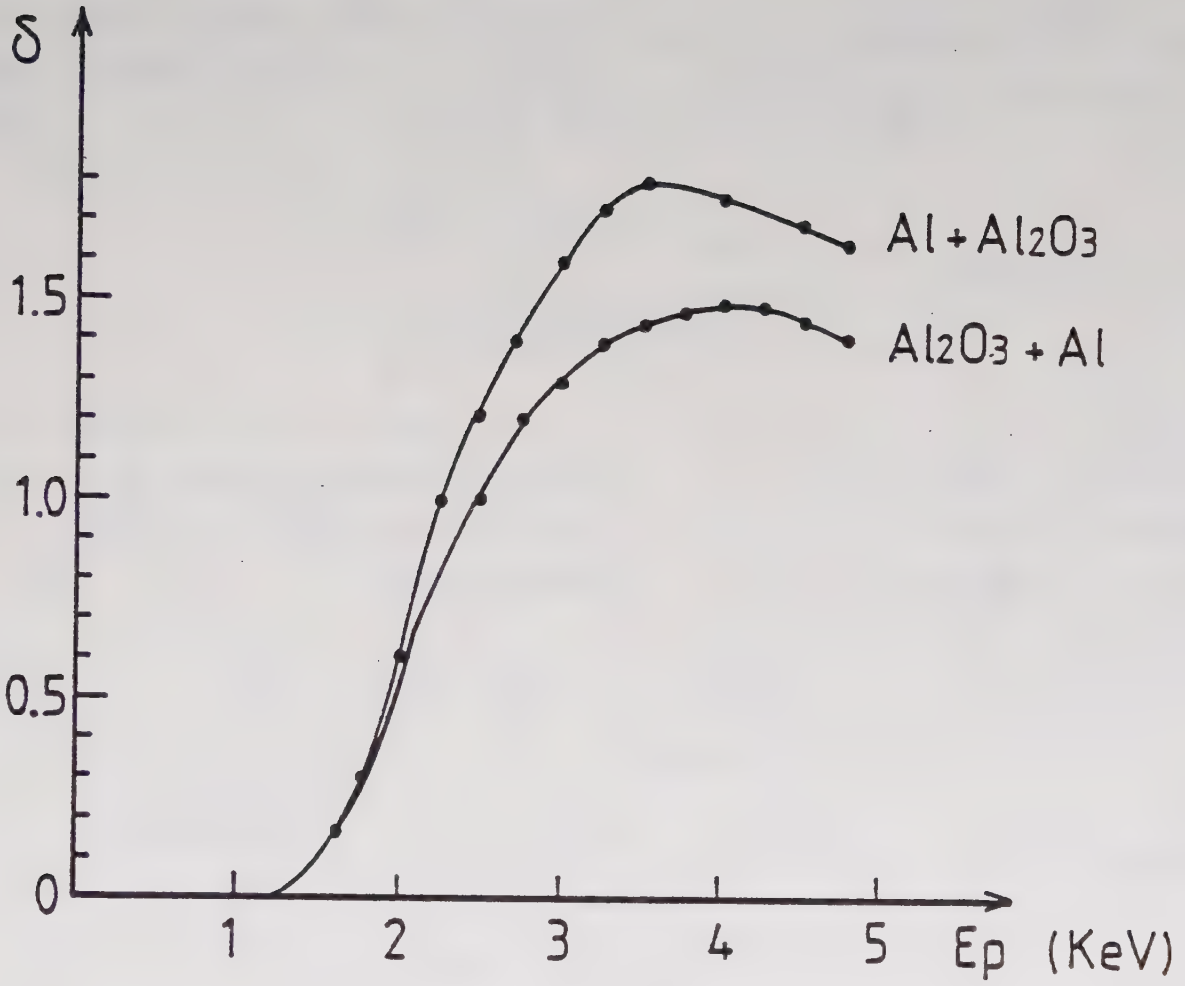



*Figure 11*

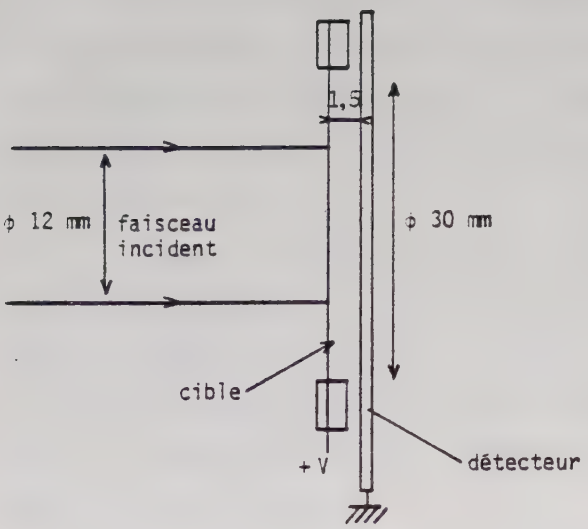



*Figure 12*

Avec une géométrie plane, les électrons ayant une énergie inférieure au potentiel retardateur n'atteignent pas le détecteur, mais même ceux qui ont une énergie supérieure peuvent ne pas l'atteindre, si leur angle d'émission est trop grand.

En effet, considérons la figure suivante (Figure 13).

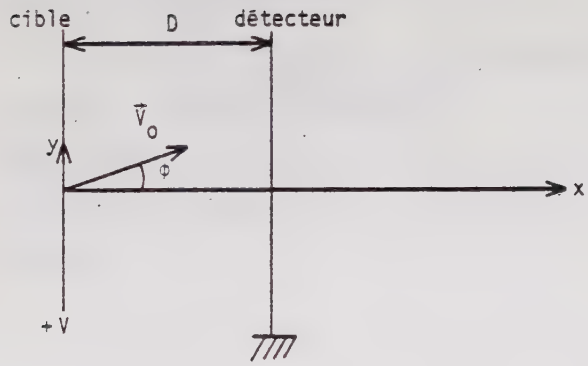



*Figure 13*

Si $V_o$ est la vitesse initiale de l'électron secondaire émis, en utilisant la loi horaire trouvée en II.3.3.c), nous pouvons écrire :

$$x = V_o \cos \phi \; t - \frac{q\,E\,t^2}{2m}$$

$$y = V_o \sin \phi \; t \; .$$

En éliminant t

$$x = y \operatorname{cotg} \phi - \frac{q\,E}{2m} \frac{y^2}{V_o^2 \sin^2 \phi} \text{ (parabole)} \; .$$

En l'absence de détecteur, la particule retomberait en :

$$y_{max.} = \frac{\cos \phi \sin \phi \; 2m \; V_o^2}{q\,E} \qquad (x=0) \; .$$

La trajectoire étant parabolique, elle est donc symétrique par rapport à $x_{max.}$. Ce maximum sera obtenu pour $y = y_{max.}/2$ d'où $x_{max.}$ :

$$x_{max.} = \cos^2 \phi \; \frac{m\,V_o^2}{2q\,E} .$$

Ce maximum sera égal à D (distance cible-détecteur) pour $\phi_m$

$$\cos^2\phi_m = \frac{q\ E\ D}{T} = \frac{q\ V}{T} \qquad (T = 1/2\ m\ V_o^2)\ .$$

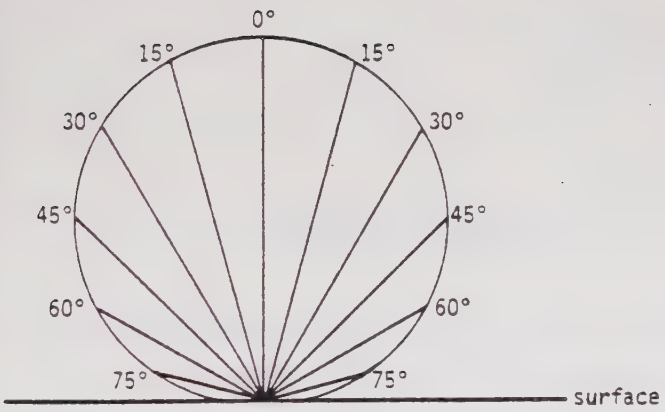
En exprimant T en électronvolts

$$\phi_m = \arccos\left(\frac{V}{T}\right)^{1/2}\ .$$

Donc n'atteindront le détecteur que les électrons dont l'angle d'émission est inférieur à $\phi_m$.

Si $f(\phi)$ représente la distribution angulaire des électrons émis, en utilisant la méthode décrite par Schultz et Pomerantz [32], nous appellerons S la fraction des électrons secondaires atteignant le détecteur

$$S = \frac{\int_0^{2\pi}\int_0^{\phi_m} f(\phi)\ d\Omega}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} f(\phi)\ d\Omega} = \frac{\int_0^{\phi_m} f(\phi)\ \sin\phi\ d\phi}{\int_0^{\pi/2} f(\phi)\ \sin\phi\ d\phi}.$$




Il est commun d'admettre que si les électrons sont produits de façon isotrope, ceux qui quittent la surface ont une répartition proche de la loi cosinusoïdale [33] représentée Figure 14.

*Figure 14*

Donc en remplaçant $f(\phi)$ par $\alpha \cos\phi$ il vient :

$$S = \frac{\int_0^{\phi_m} \cos\phi\ \sin\phi\ d\phi}{\int_0^{\pi/2} \cos\phi\ \sin\phi\ d\phi} = 1 - \cos^2\phi_m = 1 - \frac{V}{T}$$

et la fraction R d'électrons secondaires d'énergie T supérieure à V et n'atteignant pas le détecteur :

$$R = \frac{V}{T}.$$

On peut atteindre analytiquement G(T), le nombre d'électrons émis avec une énergie comprise entre T et T + dT, en écrivant que le nombre d'électrons N(V) émis par la cible et atteignant le détecteur pour un potentiel retardateur V est :

$$N(V) = \int_V^\infty S \cdot G(T)\, dT.$$

L'intégrale donne la fraction d'électrons secondaires d'énergie supérieure au potentiel retardateur qui atteignent le détecteur. C'est la valeur que nous mesurons expérimentalement.

Nous pouvons différencier deux fois cette expression en utilisant la règle de Leibnitz

$$\frac{d}{d\alpha} \int_{\phi_1(\alpha)}^{\phi_2(\alpha)} F(x,\alpha)\, dx = \int_{\phi_1(\alpha)}^{\phi_2(\alpha)} \frac{\partial F}{\partial \alpha}\, dx + F\,(\phi_2,\alpha)\, \frac{d\,\phi_2}{d\,\alpha} - F\,(\phi_1,\alpha)\, \frac{d\,\phi_1}{d\,\alpha}\,.$$

Finalement

$$\frac{d^2\, N(V)}{d\, V^2} = \frac{G(V)}{V}$$

$$G(V) = V\, \frac{d^2\, N}{d\, V^2}\,.$$

Cette expression nous permet de connaître la distribution en énergie des électrons émis, à partir des courbes expérimentales.

La Figure 15 donne la courbe expérimentale obtenue pour des électrons primaires de 12 keV et pour des potentiels retardateurs échelonnés de 1 à 55 V. Le plateau correspond à la proportion de primaires transmis.

La Figure 16 donne la proportion d'électrons primaires transmis en fonction de l'énergie incidente. Les mesures ont été faites pour des électrons primaires d'énergie incidente de 10, 12, 15 et 20 keV. Nous avons adopté la convention habituelle qui est de ne pas considérer comme électrons secondaires tous les électrons d'énergie supérieure à 45 eV.

Ces courbes mettent en évidence la relativement faible proportion d'électrons qui va produire de l'émission secondaire dans toute la couche du produit émissif, comparée au nombre d'électrons secondaires produits dans l'aluminium ou de primaires, ayant perdu presque toute leur énergie dans l'alumine et dans l'aluminium, qui vont pénétrer dans la couche avec une très faible énergie.

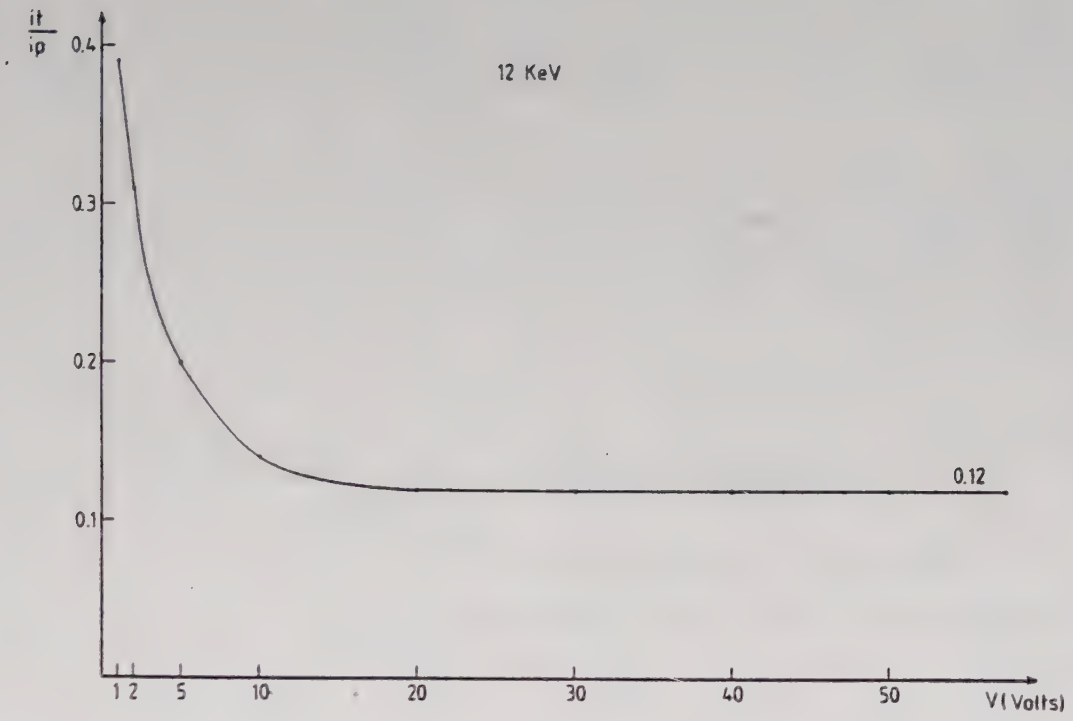



*Figure 15*

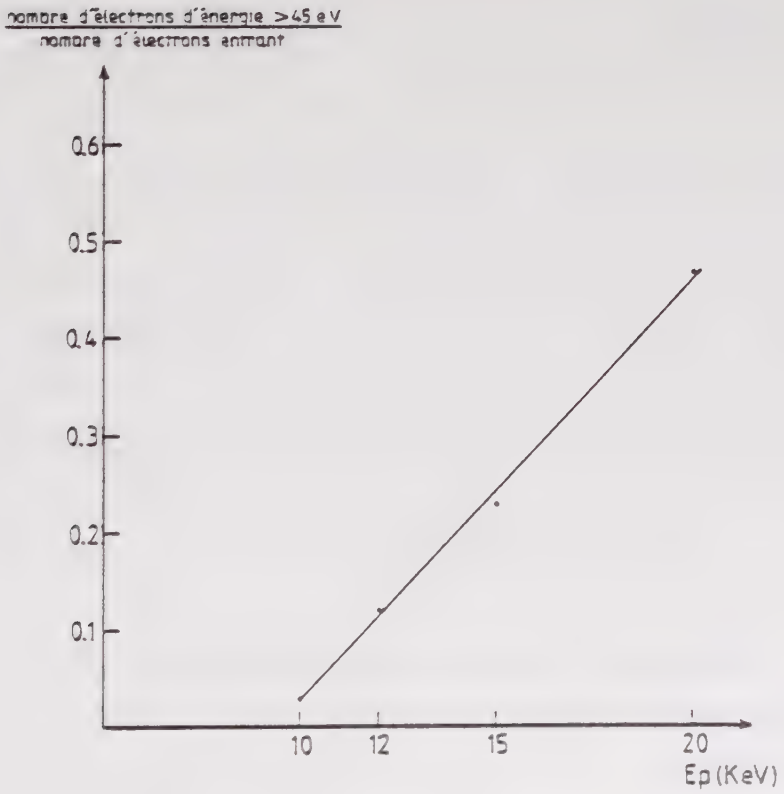



*Figure 16*

III.2.2. Alumine + aluminium + fluorure de lithium non poreux

Nous avons voulu connaître le coefficient d'émission secondaire du LiF sous forme non poreuse. Pour cela nous avons évaporé sous vide une couche de 2000 Å (53 µg/cm$^2$) de LiF sur le support habituel (2000 Å $Al_2O_3$ et 500 Å Al).

La Figure 17 donne la courbe obtenue. Par rapport au support seul, le maximum est obtenu pour une énergie plus grande (≃ 12 keV) et la multiplication est alors voisine de 3,3. Ces mesures ont été effectuées par pulse pour éviter que la couche ne se charge.

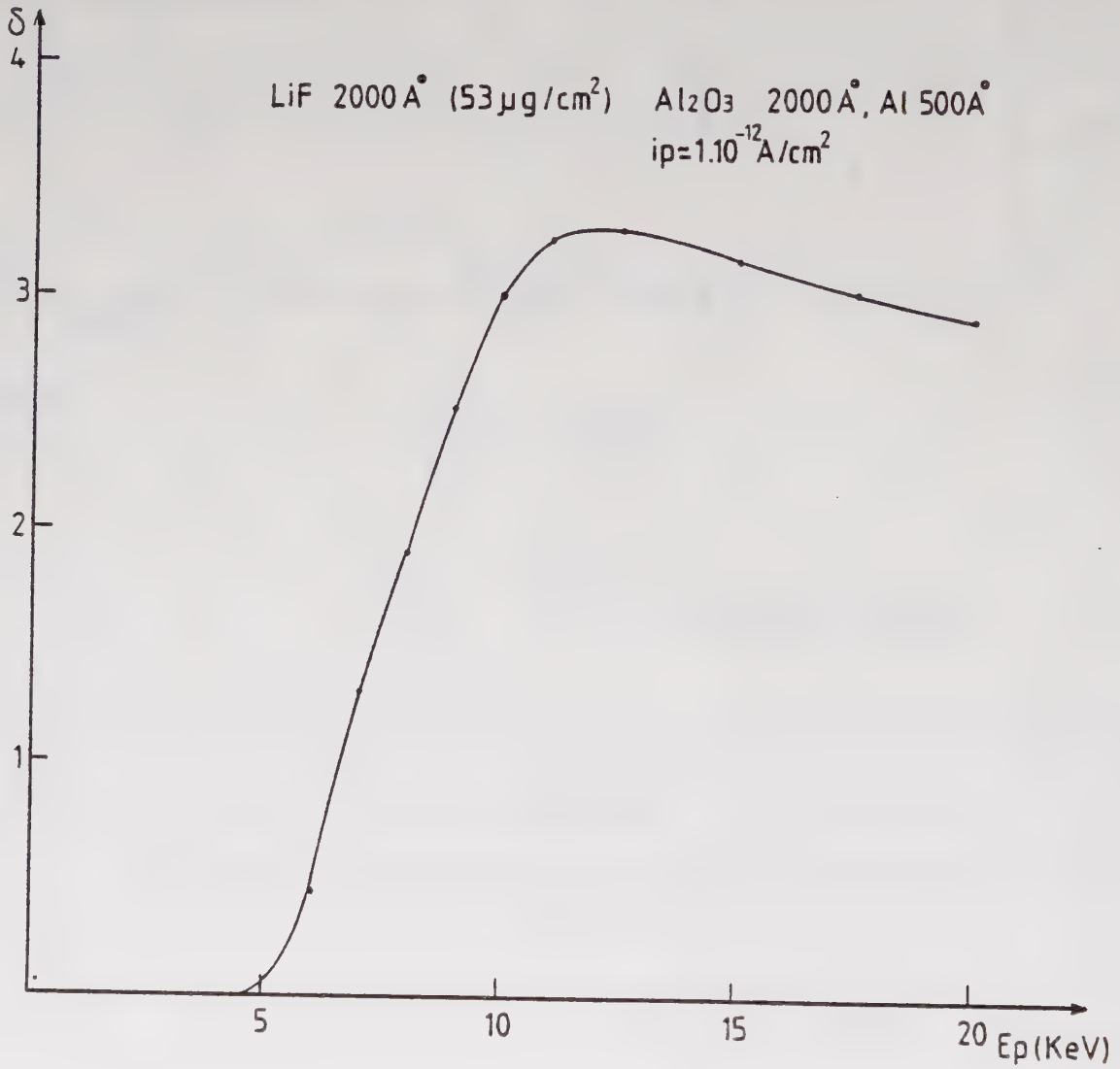



*Figure 17*

III.2.3. Alumine + aluminium + fluorure de lithium poreux

Comme c'est la structure que nous souhaitons donner aux cibles multiplicatrices, nous nous sommes placés d'emblée dans les conditions de leur utilisation. Au lieu de procéder par pulse afin d'avoir le coefficient de multiplication vrai de la couche, sans qu'elle se charge, nous avons utilisé un faisceau continu d'électrons d'une dizaine de keV et d'environ 1 picoampère/cm$^2$. En

procédant ainsi, nous allons charger la couche. En effet, avec un coefficient d'émission secondaire par exemple égal à 10 (pour un électron qui rentre, dix sortent), la couche va acquérir 9 ions par électron incident. Et comme elle est isolante, ses centres positifs vont être difficilement compensés par des électrons venus du substrat (aluminium), la couche va donc se charger positivement. Pour un faisceau incident de $10^6$ particules/s, ce sont près de $10^7$ centres positifs qui vont être créés par seconde dans notre exemple, principalement en surface où l'émission secondaire est le plus favorisée.

Ces ions positifs peuvent a priori avoir deux actions : défavoriser l'émission secondaire en piégeant les électrons créés, ou au contraire favoriser l'extraction en profondeur des électrons créés en produisant un champ intense dans la couche.

Si les deux phénomènes sont sûrement présents, l'expérience a montré que c'est le deuxième qui est largement prédominant. Ainsi très rapidement règne à l'intérieur de la couche un champ intense ($10^4$ V/cm) qui ne va cesser de croître puisque les centres positifs seront plus vite créés que compensés. Ce champ va permettre d'extraire de mieux en mieux les électrons engendrés par la particule, et le coefficient d'émission secondaire va donc augmenter. Ce phénomène va accentuer la croissance du champ, jusqu'au moment où celui-ci va être si intense ($\simeq 5 \times 10^5$ V/cm) qu'un claquage va se produire à l'intérieur de la couche.

C'est ce que nous observons sur la Figure 18 où le coefficient d'émission secondaire est reporté en fonction du temps, pour une cible de 60 $\mu g/cm^2$ de LiF poreux sur 2000 Å $Al_2O_3$ et 500 Å Al.

Nous remarquons que les courbes peuvent se décomposer en trois parties :

I) Une montée rapide du coefficient d'émission secondaire à partir d'une valeur proche de celle correspondant à la couche non chargée ($\delta = 10$). Cette montée peut être due à l'établissement du champ à l'intérieur de la couche qui favorise fortement l'extraction.

II) Une partie de croissance plus lente. Le champ aide à l'extraction de la plus grande partie, ou tout, des électrons créés et une légère multiplication interne peut avoir lieu. Le coefficient de multiplication atteint des valeurs de 15 à 25.

III) Une croissance qui s'accélère de plus en plus jusqu'au claquage. On peut l'interpréter en disant que les électrons secondaires créés vont acquérir suffisamment d'énergie dans les pores pour produire à leur tour beaucoup d'autres électrons (avalanche). La pente de la partie III étant deux fois plus importante que la pente de la partie II on peut penser : que la multiplication moyenne est de 2 [33bis].

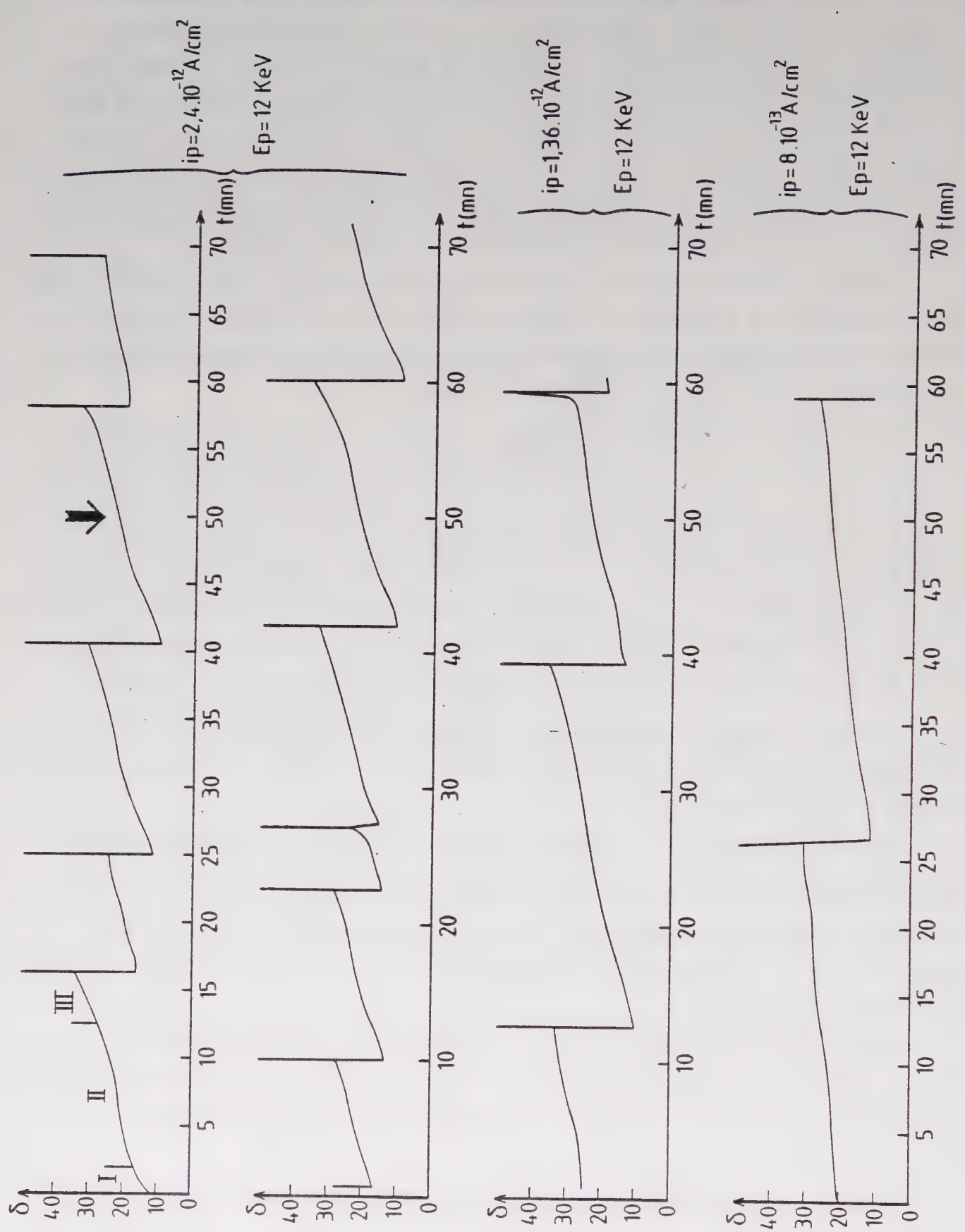

δ
I
II
III
ip=2,4.10⁻¹² A/cm²
Ep=12 KeV
t(mn)
ip=1,36.10⁻¹² A/cm²
Ep=12 KeV
ip= 8.10⁻¹³ A/cm²
Ep=12 KeV

*Figure 13*

Après le claquage, la couche peut se décharger complètement ou en partie. Après une décharge complète les courbes évoluent de façon semblable dans le temps. Après une décharge incomplète, le claquage intervient quelquefois très rapidement, ce qui atteste alors d'une charge non uniforme de la couche.

Nous présentons également, Figure 18, les résultats obtenus pour trois densités différentes de courant. Le temps de charge de la couche augmente quand la densité de courant diminue, et à peu près dans le rapport inverse.

Ce phénomène de charge, puis de claquage, mis en évidence, il nous faut trouver un moyen, non pas d'éviter que la couche ne se charge puisque cette action qui augmente le champ et le coefficient d'émission secondaire est bénéfique, mais de maintenir cette charge à une valeur fixe au-dessous du seuil de claquage, afin d'avoir un coefficient d'émission secondaire constant.

Pour cela, nous ferons quelques considérations simples sur le champ dans la couche et la conductivité de la couche, pour mieux poser le problème.

*a) Champ dans la couche*

Il est intéressant de connaître le champ qui règne dans la couche. Pour cela, nous ferons deux hypothèses simplificatrices. D'abord que seule la surface se charge, et ensuite que le champ est uniforme dans la couche.

En fait la couche se charge évidemment dans tout son volume, mais c'est en surface que l'accumulation des charges sera la plus importante, car c'est là que l'émission secondaire est la plus importante (due aux électrons primaires et aux électrons créés qui ont été accélérés dans les pores), et que la compensation des charges positives par les électrons venant du substrat d'aluminium est la plus lente.

La répartition du courant primaire étant homogène dans la couche, l'hypothèse d'un champ uniforme est réaliste, mais seulement dans le cas où nous partons d'une couche complètement déchargée, comme nous l'avons signalé précédemment.

La Figure 19 résume notre point de départ.

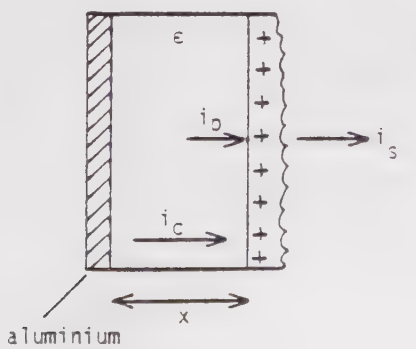



*Figure 19*

La densité de charge acquise au bout de t est égale à :

$$\left(\frac{i_s - i_p}{S}\right) t = (j_s - j_p)\, t = j_p(\delta-1)\, t = \varepsilon E .$$

Ceci en négligeant le courant de conduction $i_c$ dû aux électrons venus du substrat, et ions positifs allant en sens inverse. Nous verrons plus tard que cette hypothèse supplémentaire est justifiée.

En prenant $\varepsilon \simeq \varepsilon_o = 1$ (98 % de vide), et en adoptant les unités habituelles (E en V/cm, $j_p$ en $A/cm^2$ et t en s) :

$$E = j_p(\delta-1)\, t \,.\, 1{,}13 \times 10^{13} .$$

C'est la formule donnée par McKay [34], et utilisée par Goetze [7] pour le KCl poreux avec laquelle il obtient un bon accord avec l'expérience.

Nous pouvons appliquer cette formule aux courbes de la Figure 18. Mais il faut remarquer tout d'abord que, comme nous travaillons en transmission, le courant qui pénètre dans la couche isolante est différent de celui qui arrive sur la cible. Nous avons vu (III.2.1.) que le courant à la sortie de la feuille alumine-aluminium est voisin de 1,5 fois le courant arrivant sur la cible. Nous devons donc prendre en considération cette correction.

C'est ce que nous avons fait pour la courbe indiquée par une flèche sur la Figure 18. Les résultats obtenus pour le champ correspondant sont reportés Figure 20. La valeur du champ a été obtenue point par point en utilisant le coefficient d'émission secondaire corrigé moyen entre ces points.

La zone de claquage apparaît donc pour un champ voisin de $5 \times 10^5$ V/cm. La cible que nous avons utilisée ayant une épaisseur approximative de 13 µm (± 5 µm), cela nous donne une différence de potentiel de l'ordre de 500 V entre la surface de la couche et l'aluminium lors du claquage.

En vue d'éviter les claquages et de stabiliser le coefficient d'émission secondaire, il faut maintenir la surface à un potentiel fixe inférieur à la tension de claquage. Et pour cela, il suffit de placer près de la surface une grille portée à un potentiel $V_o$, par rapport à l'aluminium, inférieur à la tension de claquage. En effet, si la surface atteignait un potentiel supérieur à $V_o$, les électrons émis seraient repoussés par le champ contraire entre la grille et la surface et retomberaient alors sur cette dernière, empêchant ainsi sa charge positive d'augmenter. Nous examinerons plus loin les possibilités offertes par cette solution.

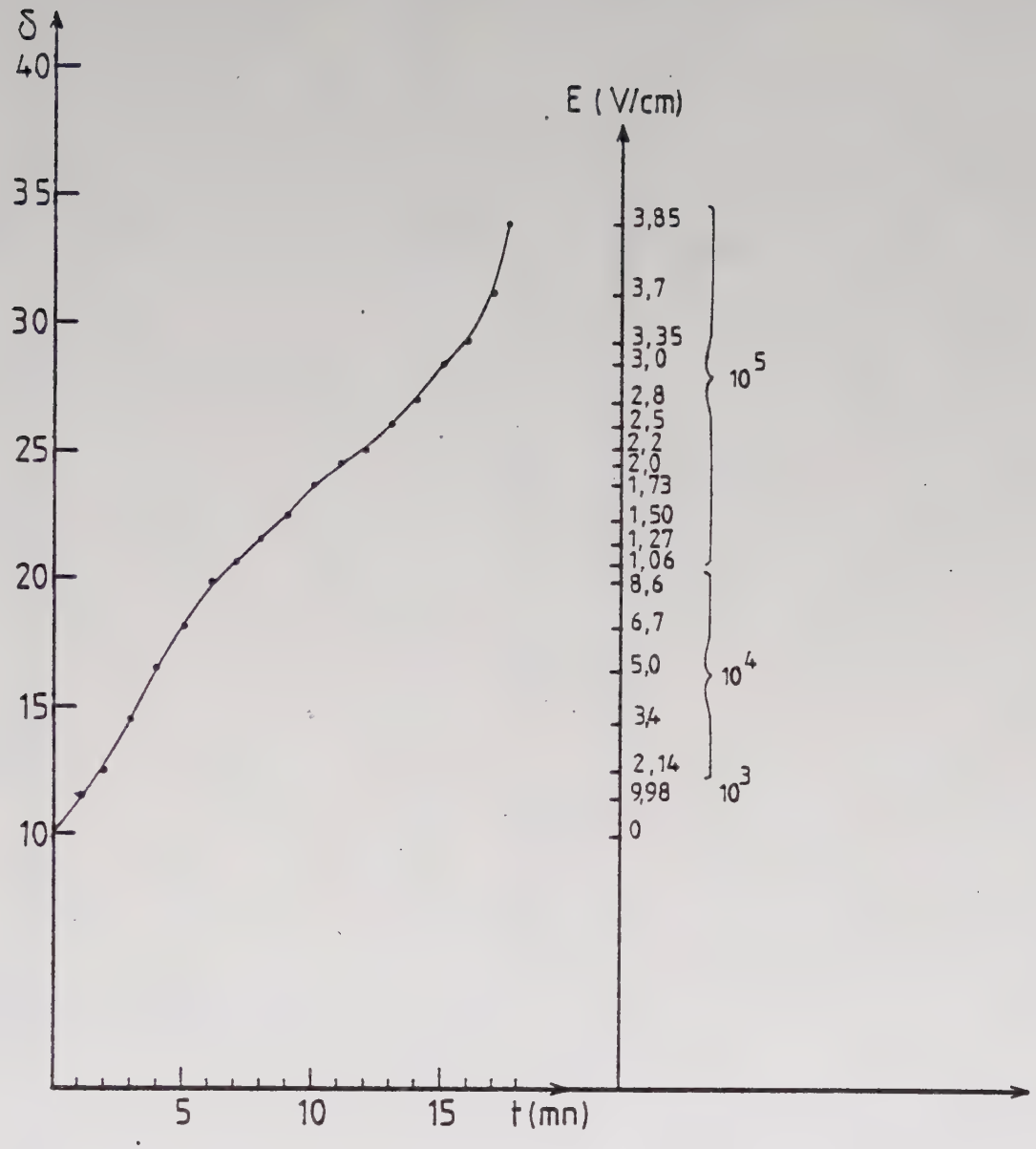



*Figure 20*

*b) Conductance de la couche*

Pour avoir une idée de la résistivité de la couche poreuse, nous l'avons chargée à une valeur inférieure à la tension de claquage, puis nous l'avons laissée se décharger naturellement en coupant la source d'électrons primaires, ne remettant cette dernière que par très courts instants pour mesurer le coefficient de multiplication (dépendant du champ qui est lié à la charge).

Nous avons reporté les résultats obtenus Figure 21.

Le fait qu'au bout de 24 heures la couche ne soit que partiellement déchargée met en évidence sa grande résistivité. Nous avons essayé de la connaître plus précisément.

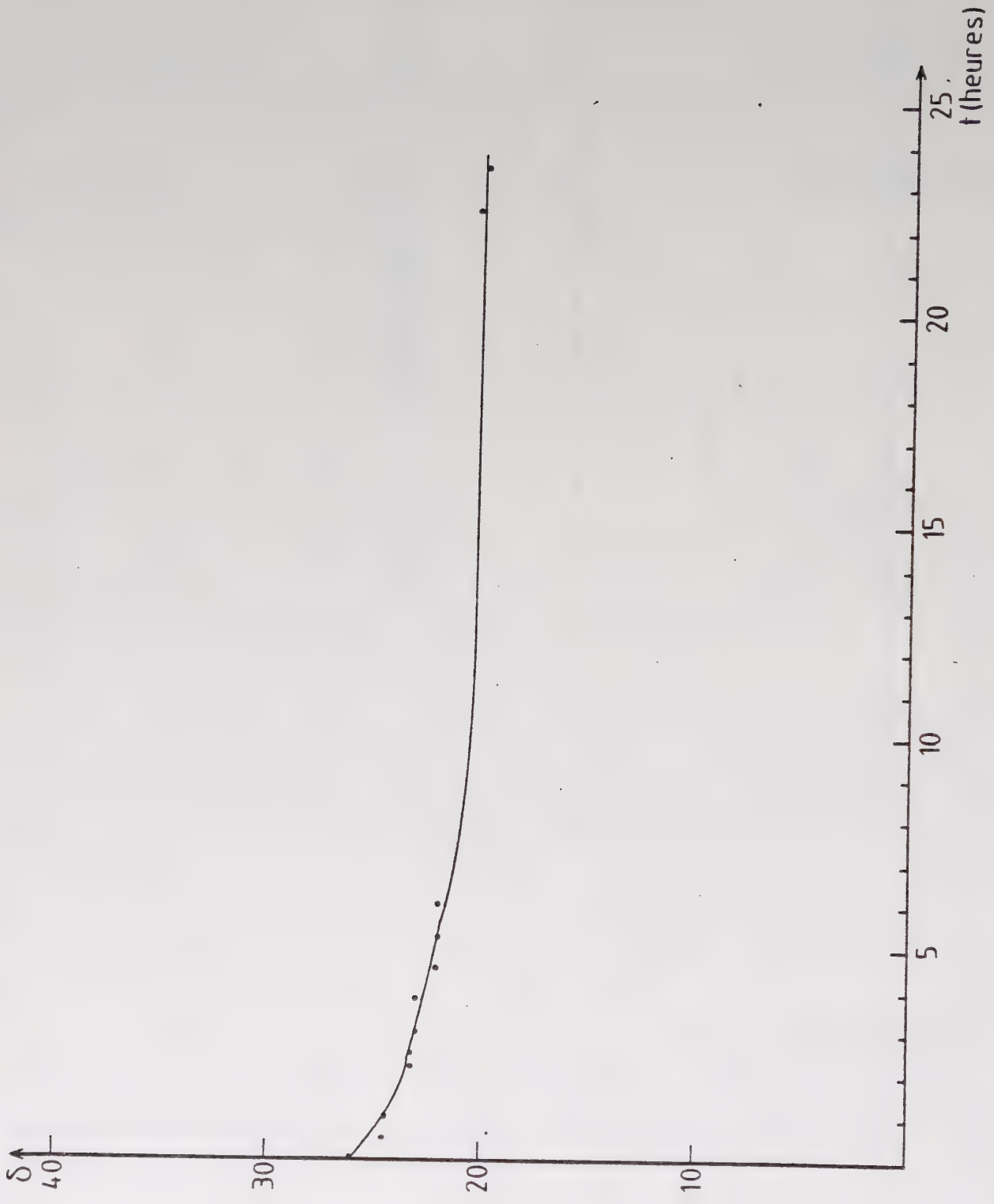



*Figure 21*

Pour un courant continu, le champ est proportionnel à la densité de courant et à la résistivité $\alpha$

$$E = j\,\alpha\ .$$

En considérant la décharge d'une couche de résistivité $\alpha$, on peut dire que le flux de E à travers une surface fermée est égal aux flux de densité de courant sortant de cette surface, multiplié par la résistivité de la couche

$$\nabla E = \alpha\ \nabla\ j\ .$$

L'équation de Poisson nous donne :

$$\nabla E = \frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \rho : \text{charge intérieure}\ .$$

Le flux de j à travers une surface fermée étant égal à la diminution de la charge intérieure

$$\nabla j = -\frac{\partial \rho}{\partial t}\ ,$$

il vient :

$$\frac{\rho}{\varepsilon} = -\alpha\frac{\partial \rho}{\partial t}$$

$$\rho = \rho_o\, e^{-t/\alpha\varepsilon}\ .$$

Le champ étant proportionnel à la charge

$$E = E_o\, e^{-t/\alpha\varepsilon}\ .$$

A l'aide de cette formule et en utilisant la relation entre coefficient de multiplication et champ reportée Figure 19, nous avons calculé la résistivité de la couche. Bien que ce calcul ne puisse donner qu'un ordre de grandeur, car il dépend des hypothèses que nous avons précédemment faites, nous avons trouvé que la résistivité augmentait régulièrement de $8 \times 10^{16}\ \Omega$ cm (après 30 minutes) à $8 \times 10^{17}\ \Omega$ cm (après 23 heures). Le fait que la résistivité de la couche augmente quand la charge et le champ diminuent peut se comprendre si on se souvient que l'injection d'électrons d'un métal vers un isolant est facilitée en présence d'un champ intense. Cet ordre de grandeur de la résistivité est le même que celui donné par Goetze, Boerio et Green [9] pour le KCl poreux.

Cette très forte résistivité, liée à la porosité, nous indique un moyen envisageable pour stabiliser le coefficient d'émission secondaire. Le claquage intervient du fait que la compensation des centres positifs, par les électrons venant du substrat d'aluminium, est insuffisante. Si nous pouvions baisser la

résistivité de la couche de façon qu'un point d'équilibre dynamique inférieur au potentiel de claquage puisse être trouvé, entre la création d'ions positifs et l'apport d'électrons venus du substrat d'aluminium, nous aurions alors un coefficient d'émission secondaire stable. Nous avons étudié les possibilités d'abaisser la résistance de la couche en y ajoutant des impuretés métalliques.

### III.2.4. Stabilisation du coefficient d'émission secondaire

*a) Potentiel de surface imposé*

Pour un isolant compact soumis a un bombardement électronique, il est bien connu [35] que si son coefficient d'émission secondaire est supérieur à un, on peut stabiliser sa surface au potentiel du collecteur d'électrons.

Si, initialement, la surface de l'isolant n'est pas chargée, et que le collecteur est à un potentiel V positif, les électrons secondaires émis vont tous aller sur le collecteur. Mais, comme le coefficient d'émission secondaire est supérieur à un, la surface de l'isolant va se charger positivement. Quand son potentiel va atteindre ou dépasser le potentiel du collecteur, les électrons émis vont retomber sur l'isolant, évitant que celui-ci ne devienne plus positif que le collecteur. L'isolant est donc stabilisé au potentiel du collecteur.

Nous pouvons transposer ce cas à une couche poreuse et donc stabiliser sa surface à une valeur inférieure à la tension de claquage. Mais, en suivant le raisonnement précédent, nous n'aurions rigoureusement qu'une amplification égale à un. Ce n'est pas le résultat qui a été mentionné par les auteurs [8,36-38] qui ont étudié ce phénomène pour les corps poreux.

Nous reviendrons sur ce problème après la présentation de nos résultats.

La Figure 22 présente, pour une couche de 13 µm de LiF poreux (≃ 70 µg/cm$^2$), l'allure des courbes donnant le coefficient de multiplication en fonction du temps. Dans le cas présenté, le substrat d'aluminium de la cible était porté à 100 V négativement par rapport au détecteur, et était placé à environ 3 mm de celui-ci.

Nous observons tout d'abord une augmentation du coefficient de multiplication qui correspond à la charge de la couche, puis une diminution qui est systématique sur les cibles étudiées et qui n'a pas été expliquée, enfin une nouvelle augmentation avant d'atteindre un plateau stable associé à une valeur importante de la multiplication ($\delta$ = 25).

Ce phénomène se produit tant que la différence de potentiel entre le détecteur et l'aluminium est inférieure au potentiel de claquage dans la couche. Pour une couche de LiF poreux de 13 µm (± 5 µm), les claquages reprenaient pour une

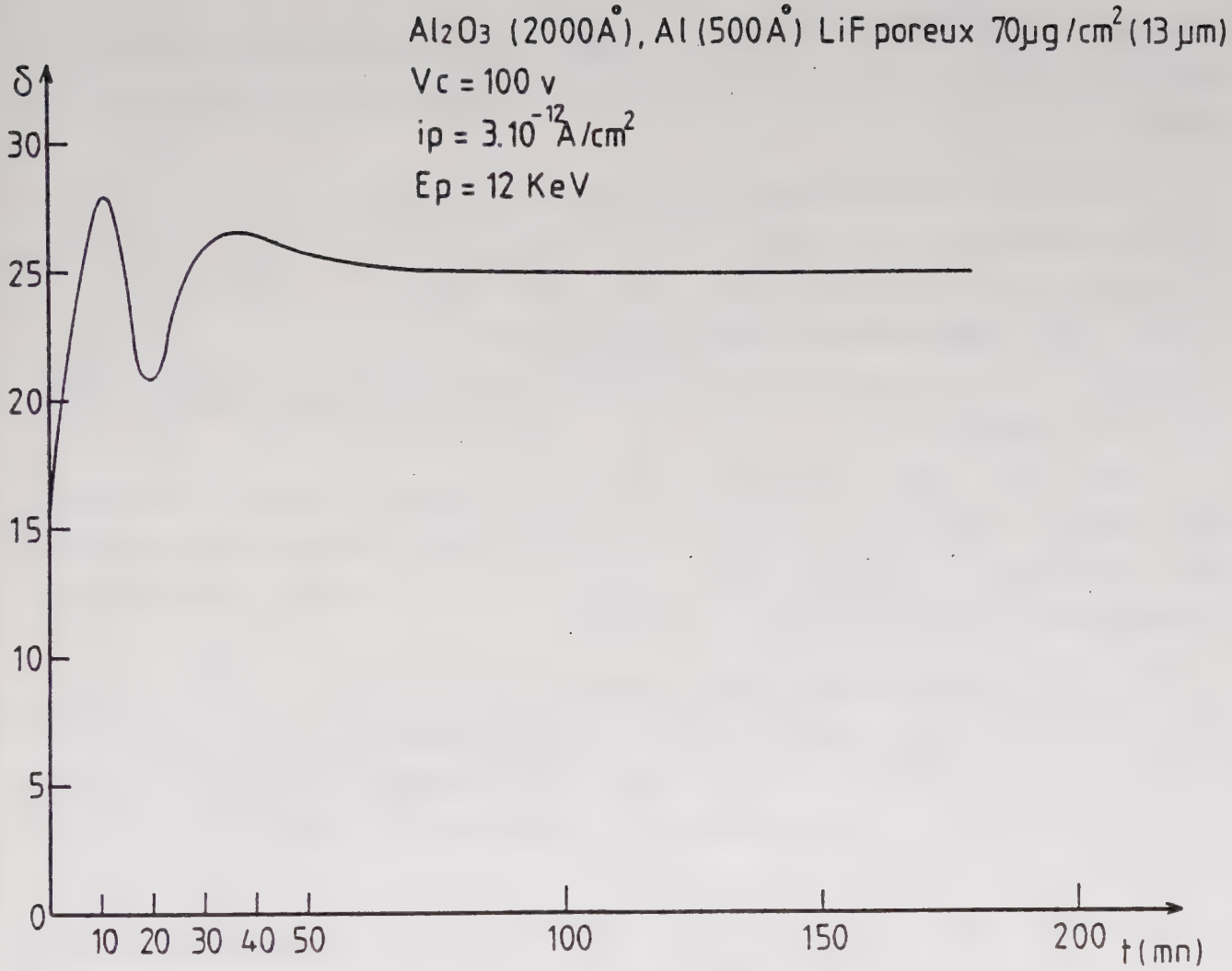

Al2O3 (2000Å), Al (500Å) LiF poreux 70µg/cm² (13 µm)
Vc = 100 v
ip = 3.10⁻¹² A/cm²
Ep = 12 KeV
δ
30
25
20
15
10
5
0
10 20 30 40 50
100
150
200
t (mn)

*Figure 22*

différence de potentiel voisine de 200-250 V, ce qui est l'ordre de grandeur, à un facteur deux près, donné par le calcul fait précédemment. Mais,pour obtenir une bonne stabilité avec cette cible, une différence de potentiel de 150 V semblait un maximum.

Nous donnons,Figures 23 et 24, la valeur du coefficient de multiplication obtenu en fonction de l'énergie des électrons primaires, et de la différence de potentiel $V_c$ imposée entre le détecteur et l'aluminium, ceci pour des couches de LiF poreux de 13 et 40 µm respectivement.

Nous donnons Figure 25, pour une couche de 40 µm de LiF poreux et pour des électrons incidents de 15 keV, la variation du coefficient de multiplication en fonction de $V_c$.

L'aspect des courbes donnant le coefficient de multiplication en fonction de l'énergie des électrons primaires est semblable à celui rencontré pour l'alumine-aluminium ou le LiF non poreux. Ceci tend à conforter l'idée que,dans notre cas, même en présence d'un champ dans la couche (inférieur à la valeur de claquage), l'émission secondaire est toujours proportionnelle au dE/dx de la particule incidente.

D'autre part, pour une énergie d'électrons primaires donnée, nous pouvons faire varier le coefficient d'émission secondaire dans un large domaine en jouant sur la différence de potentiel substrat-détecteur. Nous pouvons donc parfaitement contrôler la multiplication de la cible.

Nous allons revenir maintenant sur le fait que l'amplification est supérieure à un, malgré que la surface de la couche se maintienne à un potentiel proche de celui du détecteur. Sans vouloir expliquer dans le détail le phénomène qui semble très compliqué, nous allons faire quelques considérations pour essayer de le comprendre.

En premier point, nous appliquerons le principe de conservation de la charge. Nous avons constaté que la cible ne présentait pas de phénomènes de fatigue (baisse du coefficient d'émission secondaire), après plusieurs heures de fonctionnement avec un coefficient d'émission secondaire élevé. Elle se comporte donc comme une source illimitée d'électrons. Cette source illimitée d'électrons ne peut venir que du substrat d'aluminium. Il faut donc envisager une conduction entre le substrat et la couche.

Un mode de conduction entre une couche diélectrique et une couche métallique est la conduction par injection. Nous en rappelons le principe. La Figure 26 montre schématiquement l'interface métal-diélectrique où $\phi$ représente l'énergie nécessaire pour élever un électron depuis le niveau de Fermi du métal jusqu'à la bande de conduction de l'isolant. Au voisinage du contact métal-diélec-

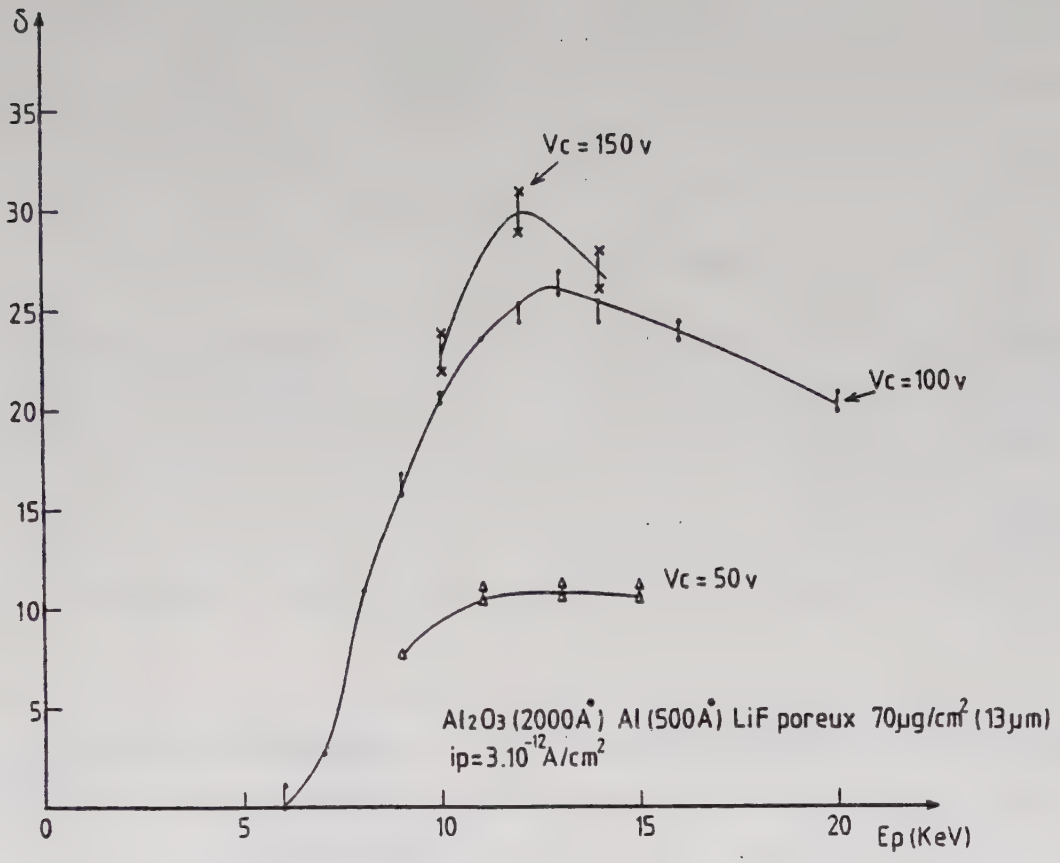



*Figure 23*

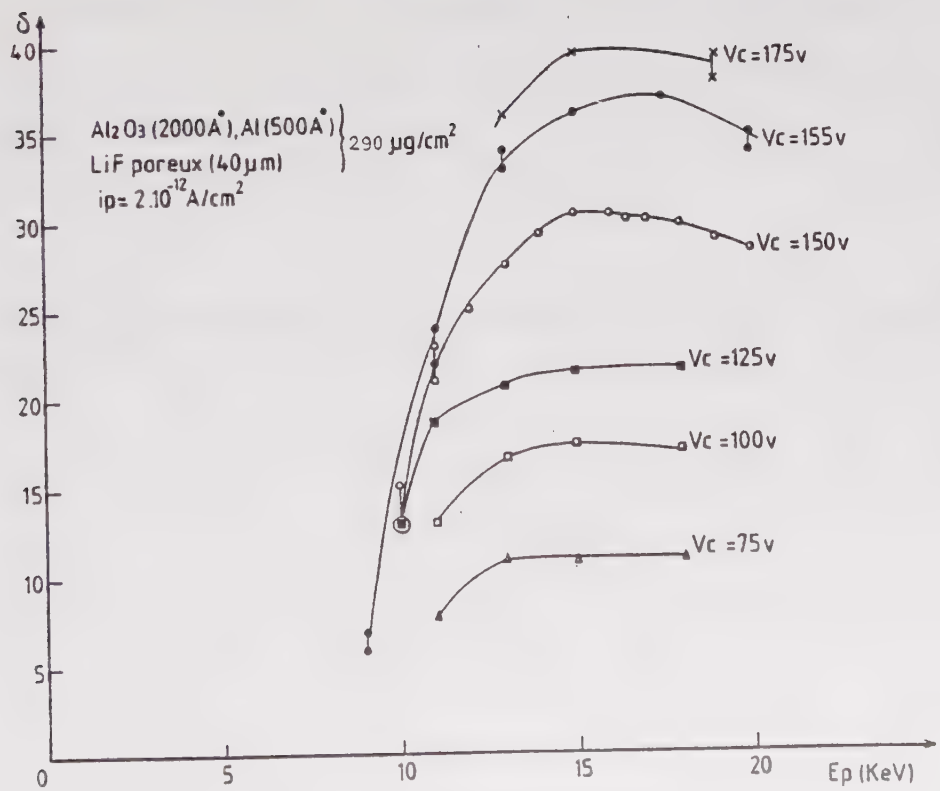



*Figure 24*

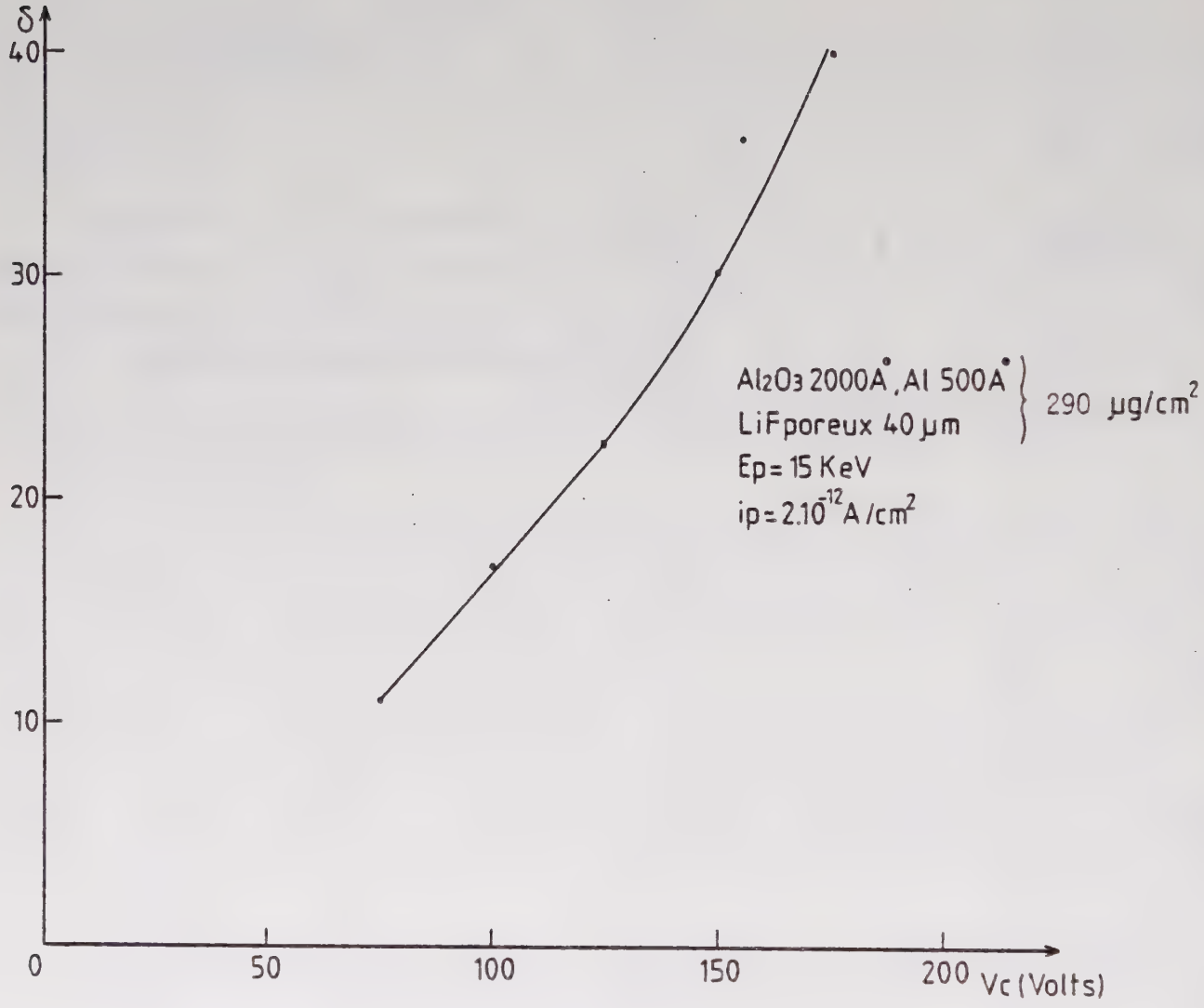
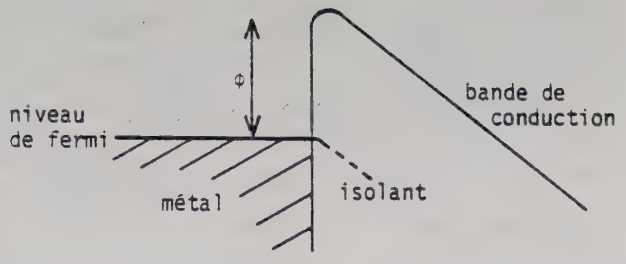

δ
40
30
20
10
0
50
100
150
200
Vc (Volts)
Al2O3 2000Å, Al 500Å
LiF poreux 40 µm
Ep = 15 KeV
ip = 2.10⁻¹² A/cm²
290 µg/cm²

*Figure 25*




trique la bande de conduction est courbée par suite de l'existence de forces d'images électriques.

*Figure 26*

L'injection peut avoir lieu, soit par émission thermique, quand des électrons ont une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel $\phi$, soit par émission de champ par effet tunnel. En effet, plus le champ est intense, plus la pente de la bande de conduction est importante. Et donc plus la probabilité que les électrons franchissent la barrière par effet tunnel est grande. Il est évident que, dans notre couche où règnent des champs intenses, ce dernier phénomène est le plus important.

Nous traiterons en deuxième point la stabilisation de la surface à un potentiel donné, ce qui revient à considérer un équilibre dynamique entre le départ d'électrons de la surface (émission secondaire) et l'arrivée d'électrons venus du substrat. Mais nous remarquerons qu'en l'absence de source d'électrons primaires, la couche reste, comme nous l'avons souligné, très longtemps chargée, ce qui conduit à penser que le champ imposé n'est pas suffisant pour donner lieu à une injection notable d'électrons à partir de l'aluminium. L'aluminium ne fournit donc des électrons que lors du passage de l'électron primaire.

Nous aborderons, en troisième et dernier point, le passage de l'électron primaire dans la couche. Sur toute sa trajectoire, il va créer beaucoup d'électrons secondaires. Ceci étant dû à la forte émissivité du composé, à la présence d'un champ qui va orienter les électrons créés vers la sortie, et à la présence de pores dans lesquels les électrons créés vont acquérir, du fait du champ intense, suffisamment d'énergie pour provoquer à leur tour de l'émission secondaire. Nous avons alors un phénomène de cascade que certains auteurs [30-40,15] ont assimilé à une sorte d'avalanche de Townsend pour expliquer l'accroissement du coefficient d'émission secondaire en présence de champ intense.

La création de nombreux électrons secondaires, donc d'ions positifs, va amener localement et rapidement une augmentation importante du champ, en particulier à l'interface métal-diélectrique. Le champ résultant de cet effet et du champ existant dû à la charge de surface va permettre une injection d'électrons venus du substrat.

La dépendance du champ résultant, vis-à-vis de la valeur du champ due à la charge de surface, expliquerait la possibilité de contrôler la valeur du coefficient d'émission secondaire par la différence de potentiel détecteur-substrat.

D'autre part, le champ résultant dépend du champ local ajouté, donc du nombre d'électrons secondaires créés, ce qui expliquerait que le nombre d'électrons secondaires sortant de la couche soit proportionnel au dE/dx de la particule primaire. Ces hypothèses permettraient de comprendre qualitativement les phénomènes observés.

Dans une application pratique à la multiplication d'électrons, la différence de potentiel serait imposée par une grille de grande transparence placée le plus près possible de la couche, et les électrons passant au travers de la grille seraient accélérés jusqu'à atteindre l'énergie nécessaire pour attaquer l'étage amplificateur suivant. Cette solution présente les avantages suivants :

- grande stabilité,
- amplification indépendante de l'intensité du courant incident dans notre gamme de mesures ($10^{-13}$ à $5 \times 10^{-12}$ A),
- taux d'amplification contrôlable.

En revanche, elle présente les inconvénients suivants :

- pas ou peu de champ entre la couche et la grille, donc dispersion en position et en temps des électrons,
- nécessité de polariser les grilles, donc de doubler les amenées de haute tension.

*b) Augmentation de la conductivité de la couche*

Henrich et Fan [41,42] ont décrit des couches de MgO de densité normale dopées avec de l'or, de l'argent ou du nickel. Ces auteurs préconisaient de 50 à 80 % en volume de métal par rapport au MgO pour décharger complètement la couche.

Notre problème est un peu différent puisque nous aimerions que la couche se charge un peu de façon à augmenter le coefficient d'émission secondaire. De plus, nous utilisons un composé poreux dont le comportement peut être très différent. Enfin, le composé MgO-métal décrit dans l'article était obtenu par pulvérisation cathodique (sputtering) ce qui est la meilleure méthode pour obtenir un tel composé ; mais malheureusement nous ne disposions pas d'une telle installation.

Nous avons choisi l'argent comme composé métallique pour nos essais, et nous avons procédé empiriquement pour la détermination des proportions Ag-LiF.

Nous avons continué de faire les évaporations par effet Joule. Dans un premier temps, nous avons essayé d'évaporer simultanément l'argent et le fluorure de lithium. Du fait des pressions de vapeur, sous 8 torrs d'argon, différentes pour le LiF et l'Ag, nous procédions par évaporation rapide (flash), pour essayer

d'évaporer les deux corps simultanément. Bien que cette méthode ait donné quelques résultats, elle a été abandonnée en raison d'un manque de reproductibilité dû au mode d'évaporation. Nous avons finalement opté pour une évaporation en deux temps :

D'abord, l'évaporation du LiF sous argon, puis l'évaporation d'Ag sous vide, en comptant sur une diffusion du métal à travers les pores pour obtenir une répartition homogène.

Nous avons fait des mesures du coefficient de multiplication en fonction du nombre de molécules de LiF par rapport au nombre d'atomes d'argent. Ce rapport R est calculé à partir des poids évaporés et de la distance de la cible au creuset ; il est entaché d'une erreur qui peut être très importante, d'autant plus que l'argent peut être déposé en majorité à la surface du LiF. Pour des courants de l'ordre du picoampère, et avec une proportion de 60 molécules de LiF pour un atome Ag, la cible ne se charge pas du tout. Pour un rapport de 2100, on observe un phénomène de charge qui est très lent (voisin d'une heure pour une densité de courant de $1,8 \times 10^{-12}$ A/cm$^2$) comparé aux quelques minutes nécessaires pour avoir une charge identique, avec une cible sans argent. On observe ensuite un plateau qui correspond à une situation d'équilibre entre l'apport et le départ d'électrons. Pour des rapports R plus grands, la conductivité de la couche était insuffisante.

La Figure 27 présente la variation du coefficient de multiplication en fonction de l'énergie et en fonction du rapport R. La cible était placée à 5 mm du détecteur et portée à -1 kV par rapport à celui-ci. Les coefficients de multiplication présentés sont ceux correspondant au plateau. Pour R = 2100 la multiplication maximal était voisine de 15. Une faible variation de la densité de courant de $6 \times 10^{-13}$ à $2,7 \times 10^{-12}$ A/cm$^2$ n'a pas modifié la valeur du maximum de façon appréciable. Par contre, l'augmentation de la différence de potentiel entre l'aluminium de la cible, et le détecteur de 1 à 5 kV a majoré ce maximum de 10 %, et une multiplication voisine de 17 a été observée.

Cette solution présenterait l'avantage de la simplicité, malgré qu'une bonne reproductivité semble difficile à obtenir avec le moyen d'évaporation retenu.

Mais la principale limitation de l'emploi de cibles de LiF poreux dopé à l'argent est leur altération très rapide à l'air. Alors que les couches de LiF poreux supportent sans altérations importantes de très courts séjours à l'air (lors d'une ouverture de la chambre par exemple), le composé argent-LiF poreux, par contre, se dégrade rapidement, peut-être par oxydation de l'argent, au contact de l'air. Ce qui se traduit par une baisse importante du coefficient de multiplication, par exemple d'un facteur deux pour une mise à l'air de quelques minutes.

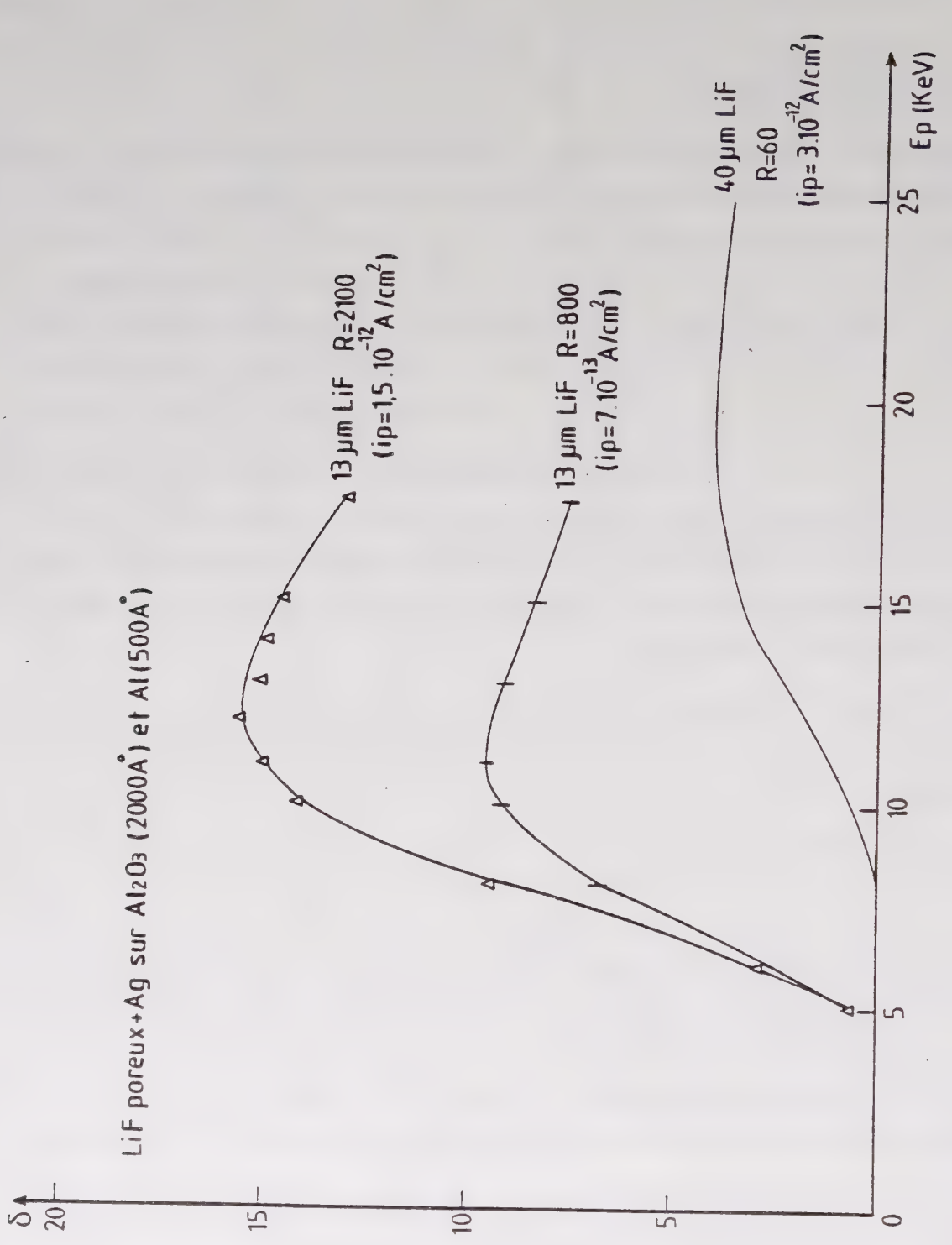

δ
20
15
10
5
0
5
10
15
20
25
Ep (KeV)
LiF poreux + Ag sur Al2O3 (2000Å) et Al (500Å)
13 µm LiF R=2100
(ip=1,5.10-12 A/cm2)
13 µm LiF R=800
(ip=7.10-13 A/cm2)
40 µm LiF
R=60
(ip=3.10-12 A/cm2)

*Figure 27*

Si, pour cette raison, l'utilisation de couches Ag-LiF poreux semble proscrite pour la réalisation d'un détecteur, le principe d'association : composé métallique-couche poreuse est, lui, à retenir car il permet une stabilisation efficace du coefficient de multiplication. Les études à venir pourront donc s'orienter vers la recherche d'un dopage métallique stable du LiF poreux ou, si cela s'avère meilleur, du dopage métallique d'un autre composé émissif sous forme poreuse.

En annexe, nous ajouterons une observation faite sur une cible, non altérée à l'air, composée de 1000 Å de $Al_2O_3$, 500 Å de Al et 30 µm de LiF poreux dopé à l'argent (R = 2000), soumise à un courant voisin de $5 \times 10^{-11}$ A/cm$^2$, donc plus important que celui pour lequel le rapport R optimal avait été déterminé. Ainsi, après avoir d'abord vu croître normalement la multiplication (charge de la couche), mais sans atteindre une valeur de stabilisation (R trop grand), la multiplication s'est mise à augmenter très rapidement et par saccades jusqu'à dépasser $10^4$, provoquant un claquage avec l'électrode collectrice. Ces claquages, très localisés, endommageaient la cible. La multiplication très importante obtenue n'a plus rien de commun avec l'émission secondaire habituelle, en ce sens que l'émission d'électrons devient indépendante du courant primaire. D'ailleurs, une fois ce phénomène amorcé, la source d'électrons primaires pouvait même être supprimée sans que la cible, malgré une baisse d'émission rapide, ne cesse de produire des électrons. Un phénomène semblable, intervenant en présence d'un champ électrique intense, a été observé par Goetz [7] pour le KCl poreux.

Cette émission auto-entretenue devrait être évitée en augmentant la proportion d'argent, lorsque le courant primaire est plus important que celui pour lequel nous avons déterminé R.

### III.2.5. Cibles en cascade

Lors de l'amplification, nous savons que la dispersion en temps sera d'autant plus faible que le nombre de cibles multiplicatrices sera réduit. Or l'électronique dont nous disposons actuellement, dans la gamme subnanoseconde, se contenterait de $10^4$ électrons en fin d'amplification pour un électron créé sur la cible principale. Ce qui se traduirait, selon la méthode de stabilisation du coefficient d'émission secondaire utilisée, par un nombre différent de cibles multiplicatrices.

En effet, la méthode imposant le potentiel de surface à l'aide d'une grille de contrôle permet une multiplication par cible de 30 à 40, et une multiplication supérieure à $10^4$ est possible en trois cibles, alors que la méthode de dopage à l'argent du LiF poreux donnant une multiplication voisine de 15 n'autorise

à dépasser la multiplication requise qu'en quatre cibles. Seulement, nous ne pouvions tester la première solution, car nous ne disposions pas d'un système d'alimentation haute tension capable de maintenir une différence de potentiel de l'ordre de 100 V entre chaque cible et sa grille de contrôle. Pour essayer quand même d'obtenir un gain de $10^4$ sans dépasser trois cibles multiplicatrices, nous avons opté pour le test d'une solution hybride, en utilisant pour les deux premiers étages d'amplification une cible de LiF poreux dopé à l'argent et pour le troisième étage une cible de LiF poreux sans argent dont le potentiel de surface était stabilisé par le détecteur d'électrons. Nous donnons, Figure 28, les cibles utilisées et le schéma de l'expérience.

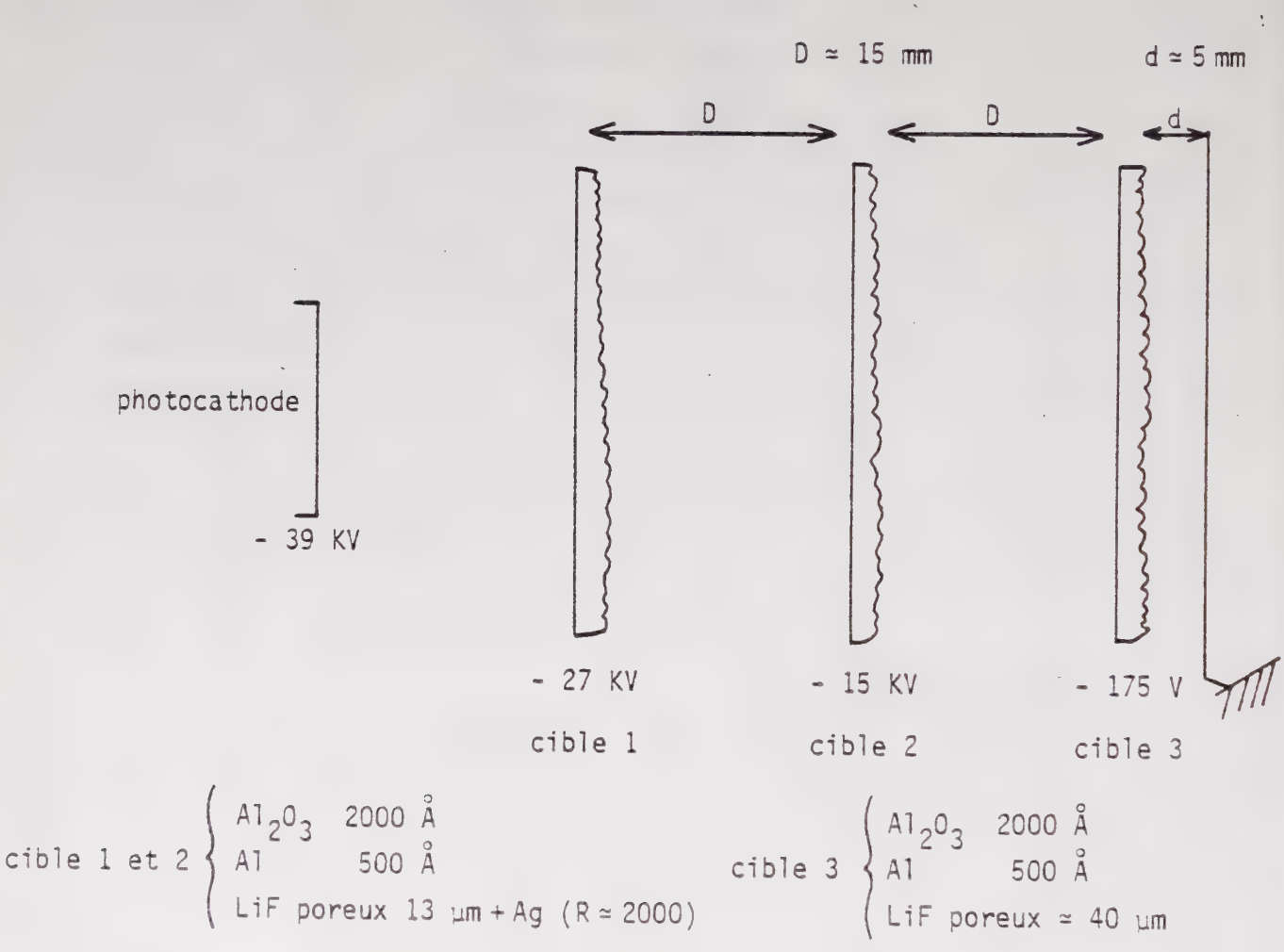



*Figure 28*

Une telle configuration devait donner un gain voisin de $10^4$. En fait, nous avons utilisé les cibles dopées à l'argent précédemment testées qui, bien

que stockées sous vide, s'étaient dégradées lors des différentes ouvertures de la chambre. Si bien qu'elles n'offraient plus qu'une faible multiplication, et la mise de ces deux cibles en cascade ne donna qu'une multiplication voisine de 80. Néanmoins, malgré cette faible multiplication des deux premiers étages, l'adjonction de la troisième cible sans argent, polarisée à -175 V par rapport au détecteur d'électrons,a permis d'obtenir un courant final voisin de $5 \times 10^{-9}$ A pour un courant initial de $2,5 \times 10^{-12}$ A, soit une multiplication de l'ordre de 2000. Cette multiplication,contrôlée pendant plusieurs heures, s'est révélée stable et constante sur une échelle de temps de plusieurs jours, les cibles étant maintenues sous vide entre les mesures.

Cet essai montre que l'obtention d'un gain supérieur à $10^4$ avec trois cibles selon cette configuration, sera sans doute possible en utilisant un composé stable, métal-corps émissif poreux, pour les deux premiers étages.

# Chapitre IV

## ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Il n'existe pas actuellement de théorie qui puisse quantitativement prévoir le coefficient d'émission secondaire d'un halogénure alcalin poreux, soumis à un champ électrique intense. A vrai dire, commencent juste à s'élaborer avec succès des théories qui rendent compte complètement des phénomènes physiques dans le cas de métaux [43]. Néanmoins, nous allons essayer de montrer les mécanismes qui gouvernent l'émission secondaire.

Pour une revue complète des principales théories élaborées, on peut consulter les ouvrages généraux [5,33,34,44].

Deux voies ont été suivies pour comprendre l'émission secondaire, l'une principalement phénoménologique, l'autre basée sur une analyse microscopique, à partir de la mécanique quantique. Cette dernière approche, plus complexe, a été principalement appliquée à la production des électrons secondaires dans les métaux. Nous avons préféré présenter les points de départ des théories phénoménologiques.

Il est commun de diviser le problème en deux parties. La première traitant de la création des électrons et la seconde du transport de ces électrons, de l'endroit de leur création à leur sortie éventuelle de la cible. Cette séparation du problème en deux n'est pas adéquate pour les métaux. Il est,en effet, artificiel de séparer la création du transport quand, au travers de très nombreux chocs, des électrons sont continuellement émis alors que d'autres sont thermalisés [5].

Par contre, pour les isolants, une telle séparation du problème est justifiée car la plupart des électrons produits ont une énergie, par rapport à la bande de conduction, qui n'est pas supérieure à l'énergie de gap d'un isolant.

Ces électrons ne peuvent donc pas entrer en collision inélastique avec un électron de la bande de valence puisqu'une telle interaction conduirait à placer ce dernier électron dans la zone interdite [5,45].

Le coefficient d'émission secondaire peut alors se mettre sous la forme :

$$\delta = \int_x \int_{\varepsilon_o} n\ (x,E_o,\varepsilon_o) f(x,\varepsilon_o)\ dx\ d\varepsilon_o$$

où $n\ (x,E_o,\varepsilon_o)$ représente, pour une énergie de particules primaires $E_o$, la production, supposée isotrope, d'électrons d'énergie $\varepsilon_o$ à une prodondeur x par rapport à la surface et où $f\ (x,\varepsilon_o)$ représente la probabilité que ces électrons puissent s'échapper de la couche.

## IV.1. Production des électrons

Si on excepte les théories quantiques qui font intervenir les processus élémentaires, la production des électrons est reliée au dE/dx de la particule.

La relation la plus simple est [33]

$$n\ (x,E_o,\varepsilon_o) = n\ (x,E_o) = -\frac{dE}{dx}\frac{1}{\varepsilon}$$

où $\varepsilon$ représente l'énergie moyenne requise pour produire un électron secondaire dans le solide. Cette relation ne tient pas compte de la distribution en énergie des électrons secondaires.

Une amélioration peut être apportée [45,46], en considérant qu'il existe une fonction G, dépendant du solide considéré, telle que $G(\varepsilon_o)$ donne le nombre d'électrons créés d'énergie $\varepsilon_o$, par unité d'énergie perdue par le faisceau primaire :

$$n\ (n,E_o,\varepsilon_o) = -\frac{dE}{dx}\ G(\varepsilon_o).$$

La fonction G est supposée indépendante de l'énergie de la particule primaire, de la profondeur x à laquelle l'électron a été créé, et admet une distribution angulaire isotrope des électrons créés. Cette fonction peut être déterminée expérimentalement, pour un matériau donné.

Mais le point important est de déterminer dE/dx. Dans le domaine où elle est applicable, la formule de Bethe, dans ses formes élaborées, nous donne le pouvoir d'arrêt avec suffisamment de précision. Pour les énergies relativistes, les différents termes correctifs sont discutés référence [14]. La détermination du dE/dx pour la cible principale ne pose donc pas de problème. Mais, il en va autrement pour les cibles multiplicatrices, car la formule de Bethe pour les

électrons [29] cesse d'être valable au-dessous de 10 keV. Ceci pour deux raisons principalement [47]. D'abord, les électrons de basse énergie ont une trajectoire très erratique qui allonge leur parcours, et augmente leur perte d'énergie par rapport à celle calculée pour une trajectoire rectiligne. D'autre part, à mesure qu'ils perdent de l'énergie, les électrons n'ionisent plus les couches internes, ce qui diminue dans ce cas leur perte d'énergie par rapport à celle donnée par la formule de Bethe. Dans certains cas, les deux effets se compensent et la formule de Bethe semble alors à tort utilisable. Pour donner un exemple des écarts enregistrés, Llacer [45] note que la perte d'énergie d'électrons de 8 keV dans une feuille de 1200 Å de Al est environ trois fois plus grande que la valeur donnée par la formule de Bethe.

Différentes lois ont été proposées pour donner la perte d'énergie des électrons de faible énergie, dont on trouvera une revue dans les références [5,45,48].

Notamment, la loi de Widdington :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{A}{E}$$

où E est l'énergie et A une constante

et ses améliorations en fonction de la puissance de E

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{A}{E^{n-1}}$$

en intégrant : $E^n(x) = E_o^n - A\ nx$

où $E_o$ est l'énergie des électrons primaires.

Le parcours s'obtient en égalant E(x) à zéro

$$R = E_o^n / A\ n.$$

Pour l'alumine, Young [49] donne les constantes :

$$R = 0{,}0115\ E_o^{1{,}35}$$

avec R en $mg/cm^2$ et $E_o$ en keV.

Kanter [47], en faisant traverser des électrons de 1 à 10 keV à travers des feuilles de six composés différents, mesura les distributions énergétiques et angulaires des électrons transmis. Il montra que ces deux distributions, ainsi que la fraction d'électrons transmis, peuvent être représentées par des courbes universelles, pour tous les matériaux, si l'énergie est donnée en unité $E_c$ où $E_c$ représente l'énergie critique des électrons primaires, à partir de laquelle on observe un début de transmission.

Nous allons nous attarder un peu plus sur la méthode proposée par Llacer [45,46] puisqu'il l'a utilisée pour l'étude de l'émission secondaire du LiF non poreux, sur un support d'alumine-aluminium.

Llacer met d'abord les résultats expérimentaux de Kanter sous une forme facilement exploitable. L'énergie critique est obtenue à l'aide de la loi parcours énergie, mais avec des constantes différentes de celles de Young :

$$E_c = \left(\frac{R}{13,5}\right)^{.77}$$

avec $E_c$ en keV et R en $\mu g/cm^2$.

Dans les conditions décrites ($1 \leqslant E_p/E_c < 5$ où $E_p$ est l'énergie des électrons primaires, et pour une épaisseur supérieure à 15 $\mu g/cm^2$), qui sont satisfaites dans notre cas, la fraction d'électrons transmis se met sous la forme :

$$\eta_t = \left[1 - \exp\left(-\frac{\gamma-1}{\gamma'}\right)\right]$$

où

$$\gamma' = 0,45 + 0,025\ Z \qquad \gamma = E_p/E_c$$

(Z = numéro atomique de la matière traversée)

et l'énergie moyenne $E_m$, à la sortie de la feuille est donnée par :

$$\frac{E_m}{E_p} = 0,45\left[1 - \exp\left(-\frac{\gamma-1}{1,33}\right)\right] + 0,4.$$

Si nous comparons nos résultats expérimentaux pour le support alumine et aluminium, présentés en III.2.1., avec les valeurs obtenues à partir de ces formules, nous obtenons un très bon accord pour l'énergie critique et un accord moins bon pour le coefficient de transmission.

A partir de l'énergie moyenne et de la fraction d'énergie transmise, Llacer propose de calculer le dE/dx en divisant la couche étudiée en un nombre important de feuilles d'épaisseur dx. On obtient ainsi, pour chaque feuille, la perte d'énergie moyenne,

$$dE = E_i - \eta_t E_m$$

avec $E_i$ énergie à l'entrée de la feuille et $E_m$ l'énergie moyenne à la sortie de la feuille. Puis, à l'aide des résultats de Kanter [50], une correction est alors faite pour tenir compte de la rétrodiffusion des électrons primaires.

L'énergie rétrodiffusée est supposée ne pas participer, au premier ordre, à la production, en transmission, d'électrons secondaires.

Dans le cas de couches poreuses, il faudrait revoir cette affirmation car l'ensemble de la couche intervient alors pour l'émission secondaire.

## IV.2. Transport des électrons

Cette partie consiste à mettre en équation la probabilité de sortie $f(x,\varepsilon_o)$ des électrons créés.

Les théories élémentaires admettent une loi d'absorption exponentielle, indépendante de l'énergie des électrons créés et qui ne tient pas compte des phénomènes physiques impliqués

$$f(x,\varepsilon_o) = f(x) = B\ e^{-\beta x} ,$$

les constantes B et $\beta$ étant déterminées expérimentalement.

Des formes plus élaborées de l'absorption exponentielle sont décrites référence [5].

Mais une approche plus physique est possible en tenant compte des interactions subies par l'électron qui diffuse à travers le solide. L'équation qui décrit ce genre de chocs en série est appelée "équation de transport de Boltzmann". Cette équation a été utilisée la première fois pour l'émission secondaire par Wolff [41], dans le cas des métaux, en considérant que les électrons créés intéragissent principalement avec les électrons de la bande de conduction du métal. Pour les isolants, Khokley et Van Vliet [52] ont établi une équation de transport de Boltzmann, en considérant que les électrons créés perdaient essentiellement leur énergie, avec les phonons du réseau. Une amélioration de la théorie précédente est proposée par Llacer [45,53], pour le cas des halogénures alcalins, notamment pour le LiF non poreux.

La résolution analytique de l'équation de Boltzmann étant très difficile, même avec des simplifications (équation intégro-différentielle), Llacer utilise une méthode de simulation de Monte-Carlo. Il montre alors que, pour une épaisseur suffisante (> 250 Å), les résultats peuvent se mettre sous la forme d'une absorption exponentielle :

$$f(x,\varepsilon_o) = f(\varepsilon_o)\ \exp\left[-(\tau-x)/L_s(\varepsilon_o)\right]$$

où $\tau$ est l'épaisseur du film et x la position de l'électron créé (x=0 correspondant au substrat d'aluminium). Les fonctions $f(\varepsilon_o)$ et $L_s(\varepsilon_o)$ ($L_s$ longueur caractéristique d'absorption) sont alors déduites des résultats théoriques, et

présentées Tableau 1 de la référence [53] (Tableau 7 de la référence [45]). Ainsi pour le LiF, $f(\varepsilon_o)$ varie de 1 à 0,76 et $L_s(\varepsilon_o)$ de 12 à 285 Å pour une énergie de 1 à 7,5 eV.

Llacer a comparé le coefficient d'émission secondaire théorique à celui qu'il a trouvé expérimentalement. Pour cela, il détermine d'abord la perte d'énergie dans le support alumine-aluminium par la méthode décrite dans la section IV.1. Ainsi, pour un support de 1000 Å d'alumine et 500 Å d'aluminium, et en prenant un Z moyen de 11,5, il trouve (Tableau 4 de la référence [45]), par exemple pour une énergie des électrons primaires de 12 keV, une énergie moyenne à la sortie de 9,75 keV, avec un angle moyen $\theta_m$ de 29°. La couche de LiF est alors considérée comme ayant une épaisseur de $\tau/\cos\theta_m$, les électrons arrivant perpendiculairement.

La fonction $G(\varepsilon_o)$, de génération d'électrons de la sèction IV.1., est obtenue en égalant les résultats expérimentaux et théoriques pour une couche de 500 Å de LiF, et pour une énergie des électrons primaires de 8 keV. Elle est ensuite utilisée pour les autres énergies des électrons primaires et pour les autres épaisseurs de la couche.

La Figure 29 donne les résultats théoriques et expérimentaux de Llacer, pour une couche de LiF de 1000 Å. Ces résultats sont comparables à ceux que nous présentons Figure 17.

L'intégration de $G(\varepsilon_o)$ sur toutes les énergies $\varepsilon_o$ permet à Llacer de déduire qu'il faut une perte d'énergie de 36 eV dans le LiF pour produire un électron. Ceci met particulièrement en relief la faible proportion d'électrons qui sort de la couche.

Pour finir, nous ferons une observation sur le franchissement de la barrière de potentiel de sortie en surface. Certains auteurs [54-56] ont proposé d'abaisser le travail de sortie par évaporation d'une fine couche de césium ou de lithium en surface. Ceci afin de favoriser l'émission secondaire, comme cela est pratiqué pour l'émission photoélectrique et thermoélectrique. Le procédé a le désavantage de ne pas être stable, et les cibles ainsi réalisées doivent toujours rester sous un très bon vide. De plus, le gain obtenu n'est pas spectaculaire, du fait de la plus grande énergie des électrons créés par émission secondaire par rapport à ceux produits par effet thermoélectronique. Ainsi, Jenkins et Trodden [57] ont montré que l'abaissement de 3 eV du travail de sortie du tungstène augmentait l'émission secondaire de 60 %, alors que ce même abaissement augmentait l'émission thermoélectronique d'un facteur $10^6$.

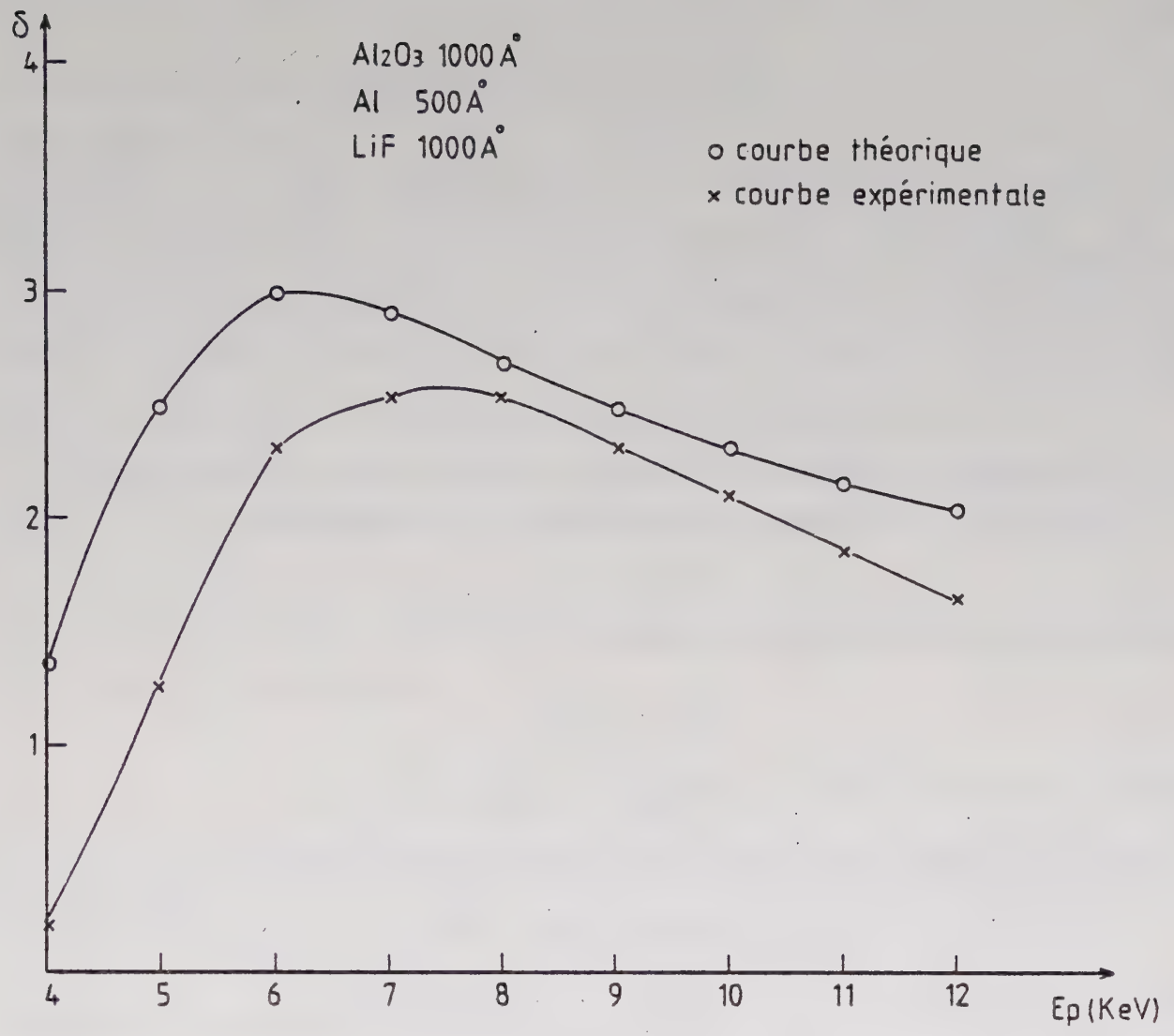



*Figure 29*

## IV.3. Couche poreuse en présence d'un champ intense

Les modèles théoriques se heurtent dans ce cas à plusieurs difficultés. Difficulté liée à la structure poreuse de la couche tout d'abord. C'est l'augmentation de la surface libre par laquelle les électrons peuvent s'échapper qui augmente en premier lieu l'émission secondaire. Mais nous n'avons pas pu mesurer le diamètre moyen des fibres obtenues, ce qui limite fortement la modélisation de la couche. Il faut ajouter que l'émission secondaire venant du substrat d'aluminium ne peut plus être négligée du fait de la présence des pores.

Mais c'est la présence d'un champ intense dans la couche qui rend particulièrement difficile toute étude théorique. Ce champ peut avoir plusieurs effets. D'abord, les électrons créés sont orientés préférentiellement vers le collecteur. Cet effet a été pris en compte par Khokley et Van Vliet [58] pour

établir l'équation de transport de Boltzmann en présence d'un champ électrique élevé.

Mais, dans une couche poreuse, les électrons créés peuvent aussi, grâce au champ intense, acquérir suffisamment d'énergie pour émettre d'autres électrons. On a alors, une multiplication dans la couche. C'est ce que Jacobs [39] a mis en évidence. Pour cela, il a montré que les résultats obtenus en présence d'un champ électrique intense pouvaient être expliqués dans les termes d'une avalanche de Townsend. L'équation de l'avalanche de Townsend, utilisée pour les décharges dans les gaz, peut être établie de la manière suivante :

Si on considère une densité de courant initiale de n électrons par seconde et $cm^2$, le nombre dn d'électrons créés par collision sera proportionnel à n et au parcours dx. La constante de proportionnarité sera appelée $\alpha$

$$dn = \alpha\, n\, dx$$

d'où l'équation de l'avalanche de Towsend :

$$N = N_o\, e^{\alpha x}$$

N nombre d'électrons final, $N_o$ nombre d'électrons initial.

Si bien que le coefficient d'émission secondaire peut s'écrire :

$$\delta = i/i_o = e^{\alpha x}.$$

Dans un autre article, Jacobs, Freely et Brand [40] estimèrent qu'en présence d'un champ intense, le coefficient $\alpha$ pouvait s'écrire :

$$\alpha = A\, e^{-(1{,}64\ V_i/L_e\ .\ E)}$$

où A est approximativement une constante, $V_i$ est le potentiel d'ionisation, $L_e$ le libre parcours moyen des électrons et E : le champ électrique.

On peut écrire ces deux équations sous la forme :

$$\ln \ln \delta = (\ln x + \ln A) - 1{,}64\, \frac{V_i}{L_e}\, \frac{1}{E},$$

la pente de la droite obtenue permettant de connaître approximativement le libre parcours moyen.

Nous avons procédé comme si l'avalanche se développait toujours près du substrat d'aluminium. En fait, pour l'émission secondaire en transmission, Lorikyan et ses cosignataires [15] font remarquer que la particule primaire crée des électrons sur toute sa trajectoire et que la distance x du début de l'avalanche est alors répartie sur toute l'épaisseur du film. Si cette répartition

est uniforme, on a :

$$\delta = \int_0^\tau e^{\alpha x}\, dx = \frac{1}{\alpha}\left[e^{\alpha\tau} - 1\right] .$$

La répartition des débuts d'avalanche peut être considérée comme uniforme pour des particules primaires de grande énergie (perte d'énergie uniforme). Mais, dans le cas d'électrons de basse énergie, l'approximation est plus grossière. Nous avons cependant, à l'aide des résultats présentés Figure 23, et pour des électrons primaires d'une énergie de 16 keV (donc traversant toute la couche), essayé d'estimer le libre parcours moyen des électrons créés.

Pour cela, nous avons appliqué la méthode proposée par Lorikyan, qui consiste à établir graphiquement la correspondance entre $\delta$ et $\alpha$ à l'aide de la formule ci-dessus.

La Figure 30 donne la courbe obtenue pour une épaisseur $\tau$ de 40 µm de LiF.

En écrivant ensuite que :

$$\ln \alpha = \ln A - \frac{1{,}64\ V_i}{L_e\ E} ,$$

le libre parcours moyen est obtenu à partir de la pente de la courbe donnant $\ln \alpha$ en fonction de $1/E$ (le champ a été pris égal à $V_c/\tau$)

$$\frac{\ln \alpha - \ln \alpha'}{1/E - 1/E'} = - \frac{1{,}64\ V_i}{L_e}.$$

C'est ce que nous avons fait à partir de la Figure 31. En admettant que $V_i$ soit voisin de 10 eV, nous obtenons un libre parcours moyen voisin de 40 µm. Pour une couche de 13 µm de LiF et pour une énergie des électrons primaires de 13 keV, nous obtenons par la même méthode un libre parcours moyen voisin de 30 µm. Bien que ces données ne soient qu'approximatives, nous remarquons que le libre parcours moyen est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche.

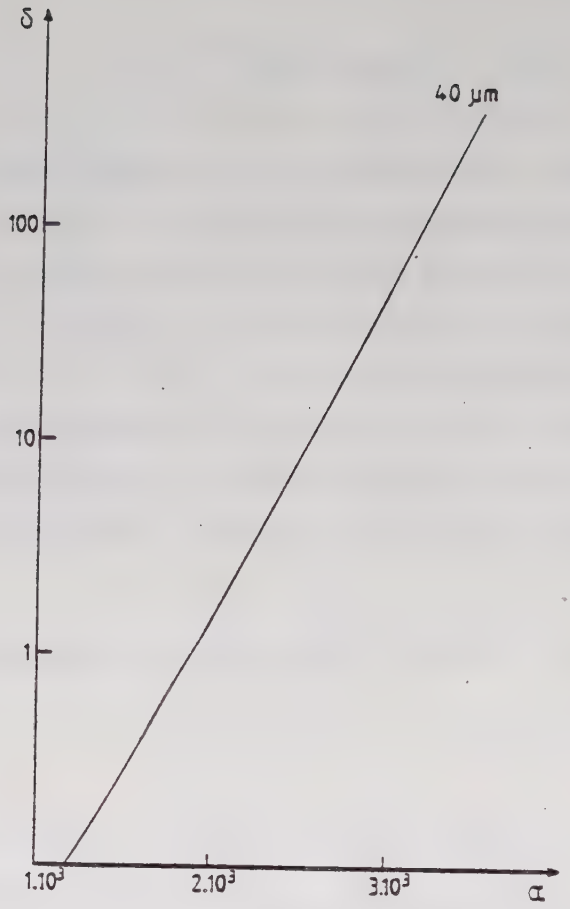



*Figure 30*

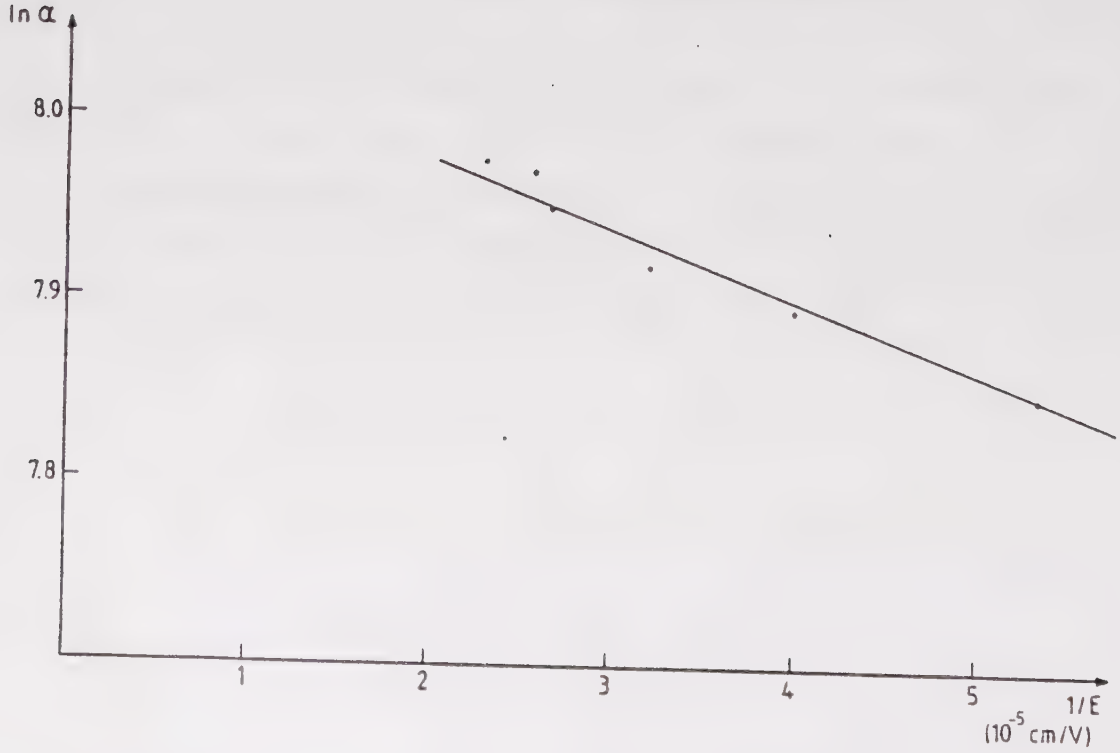



*Figure 31*

# Chapitre V

## CONCLUSION

Si le choix des caractéristiques d'un détecteur utilisant l'émission secondaire reste très ouvert, notamment pour les cibles multiplicatrices, nous pouvons néanmoins préciser quelques possibilités offertes.

Un système de prise de temps de vol, pour des faisceaux de l'ordre de $10^6$ particules par seconde, pourrait être constitué comme celui représenté Figure 32, la prise du signal pouvant être effectuée à l'aide d'une évaporation de 500 Å d'aluminium (épaisseur suffisante pour arrêter les électrons secondaires) sur support d'alumine. L'ensemble représenté Figure 32 : cible principale, cibles multiplicatrices, prise de signal, correspond à une épaisseur voisine de 3 $mg/cm^2$.

La perte d'énergie de la particule incidente dans les cibles multiplicatrices étant très faible, aucun signal provoqué par l'émission secondaire de la particule incidente dans les étages d'amplification ne devrait être décelé.

La géométrie décrite Figure 32 étant la meilleure possible, la dispersion en temps devrait être réduite au minimum. En utilisant les équations du chapitre II.3.3.c, nous pouvons écrire la dispersion en temps entre deux cibles, en fonction de l'énergie initiale des électrons secondaires

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2m\ \Delta\ W_o}}{e\ E} .$$

L'énergie des électrons secondaires étant supposée inférieure à 50 eV, en imposant entre les cibles un champ voisin de $10^4$ V/cm, on peut espérer une dispersion en temps inférieure à 25 ps.

Nous noterons l'intérêt d'établir un champ électrique important entre les cibles malgré les difficultés engendrées.

Une localisation de la particule incidente peut être obtenue simultanément, en remplaçant l'évaporation uniforme d'aluminium sur la feuille collective, par une évaporation en bandes (stripes). En utilisant deux systèmes de bandes à angle droit, situés de part et d'autre de la cible principale, on obtient une localisation en y et z (Figure 33), avec une épaisseur de 6 $mg/cm^2$ dans le faisceau (en utilisant les mêmes cibles que dans la Figure 32). La dispersion spatiale des électrons entre les cibles pourrait être réduite, si le besoin s'en faisait sentir, par l'adjonction d'un champ magnétique axial.

Enfin, pour limiter l'épaisseur de matière traversée par le faisceau, les cibles multiplicatrices pourraient être mises toutes, ou en partie, hors du faisceau. Ceci pourrait être obtenu par une déviation magnétique ou électrique qui conserverait la localisation mais qui entraînerait une légère dégradation du temps de réponse.

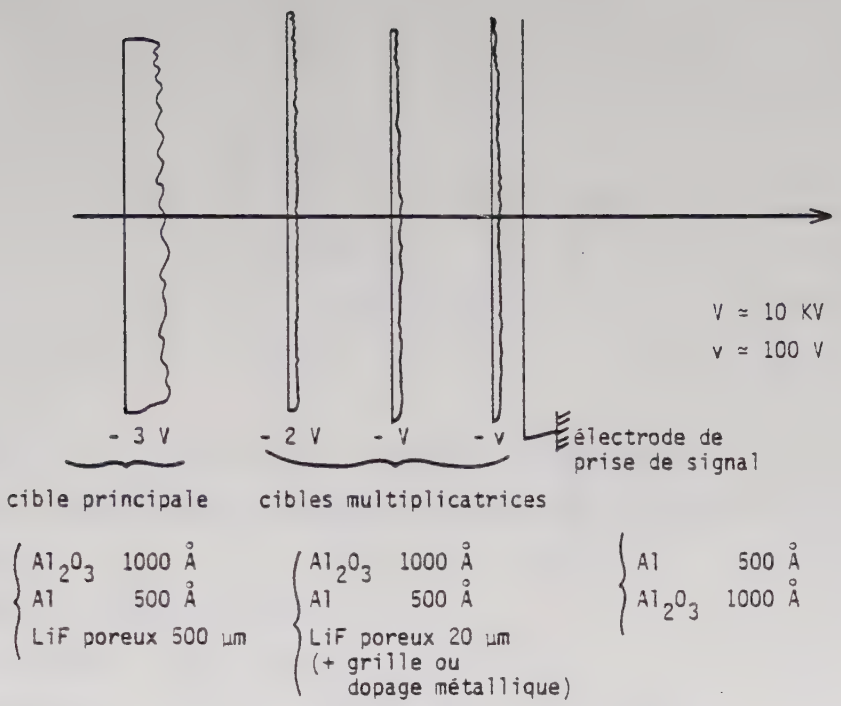



*Figure 32*

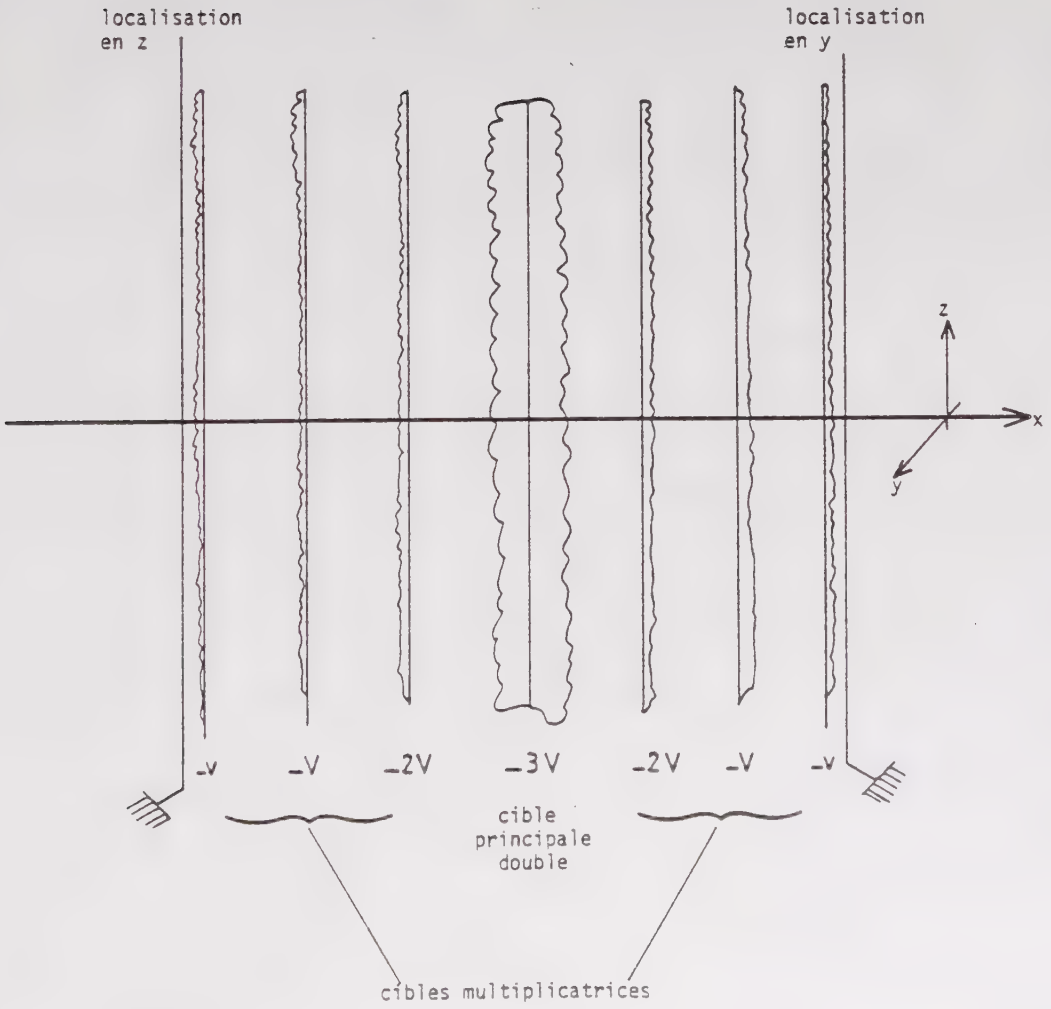



*Figure 33*

## REFERENCES


[1] L. Austin et H. Starke, Ann. Physik 9 (1902) 271.

[2] D.R. Cone, Univ. of California Radiation Lab., Report n°1030 (1950) non publié.

[3] Sternglass, Phys. Rev. 108 (1957) 1.

[3] bis - H. Kanter, Phys. Rev. 121 (1961) 677.

[4] E.J. Sternglass, Rev. Sci. Instr. 26 (1955) 1202.

[5] A.J. Dekker, Solid state physics, Academic press, New York, vol.6, (1958) p. 251.

[6] E.W. Ernst et H. Von Foerster, J. Appl. Phys. 26 (1955) 781.

[7] G.W. Goetze, Advances in electronics and electron physics, Academic press, New York, vol.16 (1962) p. 145.

[8] E.J. Sternglass et G.W. Goetze, IRE Trans. Nucl. Sci. NS9 (1962) 97.

[9] G.W. Goetze, A.H. Boerio et M. Green, J. Appl. Phys. 35 (1964) 482.

[10] P. Ageron, H. Fanet, A. Garin, J.P. Robert, M. Rouger et J. Saudinos, J. de Phys., supplément au n°6, 39 (1978) C3-12.

[11] J. Edgecumbe et E.L. Garwin, J. Appl. Phys. 37 (1966) 3321

[12] E.L. Garwin et J. Edgecumbe, Advances in electronics and electron physics, Academic press, New York, vol.22A (1966) p. 635.

[13] M.P. Lorikyan, Priberi I Tekhnika Eksperimenta, n°2 (1968) 29.

[14] J. Llacer, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS17 (1970) 29.

[15] H.P. Lorikyan, R.L. Kavalov, N.N. Trofinchuk, A.N. Arvanov, V.G. Gavalyan, Yerevan Physics Institute, Scientific Report EFI-131 (1975).

[16] J.C. Faivre, H. Fanet, A. Garin, J.P. Robert, H. Rouger et J. Saudinos, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS24 (1977) 299.

[17] G. Gabor, W. Schimmerling, D. Greiner, F. Bieser et P. Lindstrom, Nucl. Instr. Meth. 130 (1975) 65.

[18] Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1975-1976, Note CEA-N-1959, p. 265.

[19] Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1976-1977, Note CEA-N-2026, p. 262.

[20] Compte rendu d'acitivité du Département de Physique Nucléaire 1977-1978, Note CEA-N-2070, p. 270.

[21] W.L. Wilcock, D.L. Emberson et B. Weekley, Nature 185 (1960) 370.

[22] W.L. Wilcock, D.L. Emberson et B. Weekley, IRE Trans. Nucl. Sic. NS7 (1960) 126.

[23] M.M. Wachtel, D.D. Doughty, A.E. Anderson, Advances in electronics and electron physics, Academic press, New York, vol.12 (1960) p. 59.

[24] W.J. Bernard et J.W. Cook, J. Electrochemical Soc., 106 (1959) 643.

[25] J.R. Young, J. Appl. Phys. 28 (1957) 512.

[26] D.E. Eastman, Techniques of metals research, Ed. E. Passaglia, Interscience J. Wiley, New York, vol. 6 part 1 (1972) p. 411.

[27] W.J. Mc, G. Tegart, Polissage électrolytique et chimique des métaux, Dunod, Paris (1960).

[28] C.F. Williamson, J.P. Boujot et J. Picard, Rapport CEA-R-3042 (1966).

[29] L. Pages, E. Bertel, H. Joffre et L. Sklavenitis, Atomic Data 4 (1972) n°1.

[30] N.L. Yasnopol'skkii, N.A. Karelina et V.S. Malysheva, Radio. Eng. and Electron. 6 (1961) 216.

[31] L. Holland, Vaccum deposition of thin films, Chapman and Hall, London, (1966) p. 344.

[32] A.A. Schultz et M.A. Pomerantz, Phys. Rev. 130 (1963) 2135.

[33] H. Bruining, Physics and applications of secondary electron emission, Pergamon press, London (1954).

[33] bis - E.L. Garwin et J. Llacer, J. Appl. Phys. 41 (1970) 1489.

[34] K.G. McKay, Advances in electronics and electron physics, Academic press, New York, vol.1 (1948) p. 65.

[35] D.J. Gibbons, Secondary electron emission, Handbook of vaccuum physics, Pergamon press, London, vol.2 part 3 (1966) p. 301.

[36] A.P. Balashova, A.I. Klimin, N.S. Lozhkina, A.E. Shabel'nikova, M.M. Sheftel et N.L. Yasnopol'skii, Bull. Acad. Sci. URSS 35 (1971) 221.

[37] M.P. Lorikyan, R.L. Kavalov et N.N. Trofinchuk, Sov. Phys. JETP 16 (1972) 320.

[38] M.P. Lorikyan, R.L. Kavalov et N.N. Trofintchook, Nucl. Instr. Meth. 122 (1974) 377.

[39] H. Jacobs, Phys. Rev. 84 (1951) 877.

[40] H. Jacobs, J. Freely et F.A. Brand, Phys. Rev. 88 (1952) 492.

[41] V.E. Henrich et J.C.C. Fan, Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 7.

[42] J.C.C. Fan et V.E. Henrich, J. Appl. Phys. 45 (1974) 3742.

[43] R. Bindi, H. Lanteri et P. Rostaing, J. Phys. D.: Appl. Phys. 13 (1980) 267.

[44] O. Hachenberg et W. Brauer, Advances in electronics and electron physics, Academic press, New York, vol.11 (1959) p. 413.

[45] J. Llacer, Rep. n°SLAC-86, Stanford Linear Accelerator Center (1968).

[46] J. Llacer et E.L. Garwin, J. Appl. Phys. 40 (1969) 2776.

[47] H. Kanter, Phys. Rev. 121 (1961) 461.

[48] P.R. Thornton, Scanning electron microscopy, Chapman and Hall, London (1968) chapitres 4 et 5.

[49] J.R. Young, Phys. Rev. 103 (1956) 292.

[50] H. Kanter, Phys. Rev. 121 (1961) 681.

[51] P.A. Wolff, Phys. Rev. 95 (1954) 56.

[52] W.S. Khokley et K.M. Van Vliet, Phys. Rev. 128 (1962) 1123.

[53] J. Llacer, E.L. Garwin, J. Appl. Phys. 40 (1969) 2766.

[54] V.L. Borisov, V.N. Lepeshinskaya, Izvestiya Akademii Nauk SSSR (Bull. Acad. Sci. USSR) 40 (1976) 1652.

[55] N.T. Bagraev et V.L. Borisov, Appl. of Surface Sci. 4 (1980) 151.

[56] M. Hagino, S. Yoshizaki, M. Kinoshita et R. Nishida, Advances in electronics and electron physics, Academic press, New York, vol.33A (1972) p. 469.

[57] R.O. Jemkins et W.G. Trodden, Solid state physics, Ed. L. Jacob, Routledge and Kegan, London (1965) p. 58.

[58] W.S. Khokley et K.M. Van Vliet, J. Appl. Phys. 36 (1965) 1714.